

Minderung der Schallabstrahlung von Hochauftriebssystemen mittels
aeroakustisch wirksamer poröser Materialien in Verbindung mit aktiver
Strömungskontrolle

Bei der Fakultät für Maschinenbau
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig

zur Erlangung der Würde

eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

eingereichte Dissertation

von: Lennart Rossian
aus (Geburtsort): Lüneburg

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Jan W. Delfs
Prof. Dr.-Ing. Rolf Radespiel

2019

Kurzfassung

Mit zunehmendem kommerziellen Flugverkehr steigt die Lärmbelastung in Flughafennähe. Daher spielt der von künftigen Verkehrsflugzeugen erzeugte Schall bereits jetzt eine wichtige Rolle im Entwurf. Neben den Triebwerken stellen im Anflug zur Landung das Fahrwerk und das Hochauftriebssystem des Flügels dominante akustische Quellen dar. In dieser Arbeit werden zwei unterschiedliche Aspekte der Schallerzeugung am Flügel eines Verkehrsflugzeugs betrachtet. Auf der einen Seite steht die Analyse akustischer Quellen an einem Hochauftriebssystem mit aktiver Strömungskontrolle. Auf der anderen Seite wird der Einsatz poröser Materialien zur Schallreduktion untersucht. Alle Betrachtungen beruhen auf numerischen Simulationen.

Neue Hochauftriebssysteme mit aktiver Strömungskontrolle haben aus akustischer Sicht mehrere Vorteile. Erstens ermöglichen sie durch hohe aerodynamische Leistung geringere Fluggeschwindigkeiten und steilere Flugbahnen im Anflug zur Landung. Beides reduziert den um den Flughafen wahrgenommenen Lärm. Zweitens wurde bereits experimentell gezeigt, dass auch die Schallerzeugung geringer ist als bei konventionellen Konfigurationen. In dieser Arbeit werden unterschiedliche Quellmechanismen diskutiert. Als dominant werden die Hinterkante sowie die lokal stark beschleunigte Strömung auf der Klappe identifiziert.

Poröse Materialien wurden in Messungen bereits erfolgreich zur Reduktion des an der Hinterkante eines turbulent umströmten Flügelprofils entstehenden Schalls eingesetzt. Ihre akustische Wirkung beruht auf einer gewissen Durchlässigkeit für turbulente Wirbel. Durch den lokalen, partiellen Druckausgleich wird die Schallerzeugung reduziert. Die numerische Betrachtung erlaubt eine detaillierte Analyse der Schallerzeugung an der porösen Hinterkante und damit die Suche nach aeroakustisch maßgeschneiderten Materialien. Dabei zeigt sich, dass ein lokal veränderlicher Durchströmungswiderstand besonders geeignet ist. Am Ansatz zum soliden Teil des Profils soll dabei eine geringe und an der Hinterkante eine hohe Durchlässigkeit erreicht werden. Damit wird ein gradueller Übergang vom soliden Material zur freien Strömung hinter dem Profil ermöglicht.

Da die Klappenhinterkante am betrachteten Hochauftriebsprofil einen dominanten akustischen Quellort darstellt, können hier poröse Materialien zur Reduktion des Gesamtgeräuschs zum Einsatz kommen. Der Effekt der porösen Materialien ist direkt vergleichbar zu dem am einfachen Profil. Damit stellt das Gesamtsystem eine vielversprechende Möglichkeit dar, zur Schallreduktion an künftigen Verkehrsflugzeugen beizutragen.

Abstract

With growing commercial air traffic, areas close to airports are affected by increasing noise. Thus, acoustic requirements play a major role in the design of future transport aircraft. Today, propulsion related noise is not always the main sound source. During the approach phase of the flight noise emitted from the flow around landing gears and the high lift system needs to be considered to achieve an overall noise reduction on the ground. In this work, two aspects related to noise generation at an aircraft wing are considered by numerical simulations. First, acoustic source mechanisms of an active high lift system are analysed. Second, porous materials as a means to reduce airfoil trailing-edge noise are taken into account.

New high lift systems with active flow control are thought to be beneficial in terms of the emitted overall noise. Due to their aerodynamic capability to produce high lift at low speed they allow for steep flight paths during approach to an airport. Reduced flight velocity and increased distance to an observer on the ground both contribute to a lower noise emission. Furthermore, measurements have shown that the noise emission of such a new system might be lower than that of a conventional multi element high lift system at similar flow conditions. The present work aims at understanding the main noise sources of the new high lift system. For an observer below the wing, two sources are shown to be dominant: the flap trailing edge and strong local acceleration of the flow at the hinge of the flap.

Porous materials are known to reduce airfoil trailing edge noise. As they have a certain permeability, the scattering of turbulent eddies at the airfoil's edge is reduced. The numerical approach allows for a detailed analysis of the mechanism of noise generation and therefore reduction at a porous compared to a solid trailing edge. This provides hints that can lead to the design of aeroacoustically tailored materials. It is shown, that these should have a locally varying permeability. By realising low permeability at the solid to porous intersection and high permeability at the trailing edge, such materials provide a smooth transition from the solid airfoil to the free flow in the wake. This approach is considered to give minimal noise emission.

As the flap trailing edge of a flow control high lift system is one of the major acoustic sources, the application of porous materials should help to reduce the overall emitted noise. This work illustrates, that the effect of a porous trailing edge is comparable to that observed on a regular airfoil. This result shows that the considered high lift system might contribute to reduce the overall aircraft noise perceived on the ground during approach to an airport.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	III
Abstract	V
Abbildungsverzeichnis	IX
Tabellenverzeichnis	XVII
Symbole und Abkürzungen	XIX
1 Einleitung	1
1.1 Stand der Technik	2
1.2 Zielsetzung	6
1.3 Vorgehensweise	6
2 Grundlagen	9
2.1 Aeroakustische Quellen	9
2.1.1 Schallentstehung in freier Turbulenz	9
2.1.2 Schallentstehung an umströmten Körpern	10
2.2 Flugzeugakustik	12
2.2.1 Konventionelle Hochauftriebssysteme	12
2.2.2 Hochauftriebssysteme mit Zirkulationskontrolle	14
2.3 Aeroakustische Schallminderungsmaßnahmen	21
2.3.1 Hochauftriebsschall	21
2.3.2 Hinterkantenschall	23
2.4 Numerisches Konzept	24
2.4.1 Grundgleichungen	25
2.4.2 Volumengemittelte Modellierung poröser Materialien	26
2.4.3 Modellierung der Ränder poröser Materialien	31
2.4.4 PIANO	32
2.4.5 fRPM	35
2.5 Experimentelles Konzept	38
2.5.1 Akustischer Windkanal	38
2.5.2 Messtechnik	39

3	Aeroakustische Analyse eines Hochauftriebsprofils mit aktiver Strömungskontrolle	41
3.1	Simulationsaufbau	41
3.1.1	CFD	43
3.1.2	CAA	44
3.2	Simulationsergebnisse	50
3.2.1	Strahlmischungsschall	52
3.2.2	Krümmungsschall	54
3.2.3	Hinterkantenschall	59
3.2.4	Ablösungsschall	69
3.2.5	Gesamtschall	69
4	Aeroakustische Analyse von porösen Materialien	73
4.1	Poröse Materialien	74
4.2	Simulationsaufbau	74
4.2.1	Hinterkantengeräusch mit Einzelwirbel	75
4.2.2	Hinterkantengeräusch mit Turbulenzrekonstruktion	76
4.3	Referenzergebnisse aus Experimenten	79
4.4	Simulationsergebnisse	83
4.4.1	Solide Referenz	83
4.4.2	Homogene poröse Hinterkante	89
4.4.3	Anisotrope poröse Hinterkante	103
4.4.4	Gradierte Materialparameter	108
5	Anwendung poröser Materialien an einem Hochauftriebsprofil mit aktiver Strömungskontrolle	117
5.1	Simulationsaufbau	117
5.2	Simulationsergebnisse	118
6	Zusammenfassung und Ausblick	125
	Literaturverzeichnis	129
A	Herleitung der volumengemittelten Grundgleichungen	151
A.1	Kontinuitätsgleichung	151
A.2	Impulsgleichungen	152
A.3	Energiegleichung	155
A.4	Ansätze zur Volumenmittelung	156
B	Herleitung der akustischen Sprungbedingungen	159
B.1	Massenstrom	159
B.2	Energieerhaltung	159
B.3	Isentropie	160

Abbildungsverzeichnis

1.1	Zuordnung der in dieser Arbeit behandelten Themengebiete . .	2
1.2	Darstellung der X-Flügel Flugzeugkonfiguration, an der erste aeroakustische Analysen aktiver Hochauftriebssysteme durch- geführt wurden [168]	4
1.3	Darstellung einer Profilhinterkante mit Serrations [107]	4
1.4	Umströmung einer stumpfen Hinterkante	5
2.1	Skizze der beiden akustischen Quellmechanismen eines Trieb- werksstrahls (FSN: fine-scale noise, LSN: large-scale noise) . . .	10
2.2	Skizze eines konventionellen Hochauftriebssystems am Tragflü- gelprofil DLR F16 mit Vorderkanten- und Hinterkantenelement (Slat / Flap) [141]	13
2.3	Auswirkungen konventioneller Hochauftriebshilfen für einen zwei- dimensionalen Profilschnitt	14
2.4	Skizze der Wirbelstrukturen am einem Vorflügel mit akusti- schen Quellen [24]	15
2.5	Skizze eines Hochauftriebsprofils mit aktiver Strömungskontrol- le, basierend auf dem Profil DLR F16 (Abb. 2.2)	15
2.6	Darstellung der Funktionsweise aktiver Zirkulationskontrolle an einem elliptischen Profil mit und ohne Anstellwinkel	17
2.7	Bereiche der Grenzschicht- und Zirkulationskontrolle in Abhän- gigkeit des Impulskoeffizienten c_μ bei konstantem Anstellwinkel α	18
2.8	Aeroakustisch motivierte Modifikationen zur Reduzierung des Vorflügelgeräuschs konventioneller Hochauftriebssysteme	22
2.9	CT-Scans von untersuchten Profilhinterkanten aus unterschied- lich feinen porösen Materialien [159]	27
2.10	Skizze der Durchströmung eines porösen Materials hervorgeru- fen durch einen Druckgradienten ($p_1 > p_2$)	27
2.11	Vereinfachte Darstellung verschiedener poröser Materialien . . .	29
2.12	Darstellung unterschiedlicher Modellierungen der Ränder porö- ser Materialien	31
2.13	Flussdiagramm zur Darstellung des hybriden CFD/CAA-Verfahrens mit stochastischer Turbulenzrekonstruktion in fRPM mit Über- gabe der mittleren Strömungsgrößen , der Turbulenzstatistik und der akustischen Quellen	34

2.14	Räumliche Diskretisierung in fRPM mit kartesischem Hintergrundgitter und den mit der mittleren Strömung transportierten Partikeln zur Rekonstruktion der vorgegebenen Turbulenzstatistik (vgl. Abbildung 2.13)	36
2.15	Aufbau des Akustischen Windkanals (AWB) des DLR in Braunschweig [125]	39
2.16	Skizze des Messaufbaus im Akustischen Windkanal des DLR in Braunschweig (AWB) mit Hohlspiegelmikrofon	40
3.1	Untersuchte Schallquellen am F16 Hochauftriebsprofil mit aktiver Zirkulationskontrolle	42
3.2	Ausschnitt aus dem CFD-Rechennetz des Coanda-Profiles, bereitgestellt vom Institut für Strömungsmechanik der TU Braunschweig	42
3.3	Auftragung der in den Strömungssimulationen erreichten Auftriebsbeiwerte c_a für unterschiedliche Impulsbeiwerte c_μ	44
3.4	Strömung an der Klappe des Coanda-Profiles bei unterschiedlichen Impulsbeiwerten c_μ und Anstellwinkeln α_g mit anliegender und abgelöster Strömung im Bereich der Hinterkante	45
3.5	Aufbau des CAA-Rechennetzes des Coanda-Profiles	46
3.6	Positionierung der fRPM Quellregionen zu Simulation der in Abb. 3.1 dargestellten potenziellen Schallquellen	48
3.7	Skizze zur Modellierung der turbulenten Grenzschicht durch einen einzelnen Wirbel	49
3.8	Momentaufnahme der akustischen Felder einzelner Schallquellen am Hochauftriebsprofil ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$, $c_\mu = 0,057$) .	51
3.9	Strahlmischungsgeräusch vom Hochauftriebsprofil für unterschiedliche Impulsbeiwerte c_μ , basierend auf dem Quellmodell von Tam und Auriault [155] ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$)	52
3.10	Abhängigkeit des Strahlmischungsschalls von der Strömungsgeschwindigkeit im Fernfeld U_∞^0 bei konstanter Geschwindigkeit der Ausblasung U_{Jet}^0 bzw. konstantem Impulsbeiwert c_μ , basierend auf dem Quellmodell von Tam und Auriault [155] ($\alpha_g = 0^\circ$)	54
3.11	Momentaufnahmen der Schalldruckfelder des Krümmungsschalls basierend auf unterschiedlichen Quellmodellen in fRPM ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$, $c_\mu = 0,057$)	55
3.12	Variation der Richtcharakteristik des Krümmungsgeräuschs mit dem Impulsbeiwert c_μ für unterschiedliche Quellmodelle ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$)	56
3.13	Abhängigkeit der Richtcharakteristik des Krümmungsgeräuschs vom numerischen Quellmodell in zwei exemplarischen Terzbändern ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$, $c_\mu = 0,057$)	57

3.14	Variation der spektralen Form des Krümmungsgeräuschs mit dem Impulsbeiwert c_μ für unterschiedliche Quellmodelle für einen Beobachter unterhalb des Profils ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$, $\theta = 270^\circ$)	58
3.15	Abhängigkeit des Krümmungsgeräuschs von der Strömungsgeschwindigkeit im Fernfeld U_∞^0 bei konstanter Geschwindigkeit der Ausblasung U_{jet}^0 bzw. konstantem Impulsbeiwert c_μ , basierend auf dem <i>SourceB</i> -Quellmodell ($\alpha_g = 0^\circ$)	59
3.16	Einfluss des geometrischen Anstellwinkels α_g auf den Krümmungsschall von der Strömungsgeschwindigkeit im Fernfeld bei konstanter Geschwindigkeit der Ausblasung bzw. konstantem Impulsbeiwert, basierend auf dem <i>SourceB</i> -Quellmodell ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $c_\mu = 0,057$)	60
3.17	Schallentstehung und -ausbreitung an der Klappenhinterkante des Hochauftriebsprofils mit einem einzelnen Wirbel ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$, $c_\mu = 0,057$)	61
3.18	Variation der Richtcharakteristik des Hinterkantengeräuschs mit dem Impulsbeiwert c_μ ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$)	62
3.19	Variation des Hinterkantengeräuschs mit dem Impulsbeiwert c_μ für zwei Beobachterpositionen ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$)	63
3.20	Variation der Strömung an der Klappenhinterkante mit dem Impulsbeiwert c_μ ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$, ——— Saugseite, Druckseite)	64
3.21	Abhängigkeit des Hinterkantengeräuschs am Hochauftriebsprofil von der Geschwindigkeit der freien Anströmung U_∞^0 bei konstanter Strömungsgeschwindigkeit der Ausblasung U_{jet}^0 bzw. Impulsbeiwert c_μ ($\alpha_g = 0^\circ$)	65
3.22	Übergabe der Quellen zur getrennten Simulation der Schallentstehung durch Turbulenz auf der Saug- und Druckseite der Klappe ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$, $c_\mu = 0,057$). Dargestellt sind jeweils die Bereiche mit Relaxationsparameter $\sigma > 0$	66
3.23	Erzeugung des Hinterkantengeräuschs am Hochauftriebsprofil aus der Turbulenzrekonstruktion für die Saug- und Druckseite ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$, $c_\mu = 0,057$)	67
3.24	Einfluss der Erhöhung des geometrischen Anstellwinkels α_g auf den emittierten Hinterkantenschall ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $c_\mu = 0,057$)	68
3.25	Vergleich der Schallentstehung an der Klappenhinterkante des Hochauftriebsprofils mit unterschiedlichen Quellmodellen ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$, $c_\mu = 0,057$)	68
3.26	Darstellung der Hintergrundströmung im fRPM-Rechengebiet auf der Druckseite des Profils ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$, $c_\mu = 0,057$)	69
3.27	Vergleich der Schallentstehung an der Klappenhinterkante des Hochauftriebsprofils mit unterschiedlichen Quellmodellen ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$, $c_\mu = 0,057$)	71

4.1	Skizze der Profilmodifikation mittels poröser Hinterkante	73
4.2	Rechnernetze für die CFD- und CAA-Simulationen des F16-Profils mit poröser Hinterkante. Das CFD-Gitter wurde vom Institut für Strömungsmechanik der TU Braunschweig zur Verfügung gestellt	75
4.3	Darstellung des Ablösegebiets an der stumpfen, soliden Hinterkante des F16 Profils bei $\alpha_g = -0,5^\circ$	76
4.4	F16 Profil mit poröser Hinterkante und fRPM Rechegebiet mit Darstellung der turbulenten kinetischen Energie der Grenzschicht. Gezeigt sind zudem zwei Stromlinien, entlang derer in getrennten Simulationen jeweils ein einzelner Wirbel das Profil passiert	77
4.5	Darstellung der Turbulenz am F16 Profil mit solider und poröser Hinterkante anhand der turbulenten kinetischen Energie	77
4.6	Darstellung der Druckverteilung auf der Profilloberfläche bei unterschiedlichen Anstellwinkeln und Hinterkantenmaterialien (Symbole: Messung, Linien: Simulation). Der angegebene Anstellwinkel gibt den geometrischen Winkel im AWB an	81
4.7	Änderung des geometrischen Anstellwinkels in Messung und Experiment mit festgelegter Mikrofonposition im Windkanal und definierter Position 90° unterhalb des Profils in der Simulation	82
4.8	Vergleich der Spektren aus einem einzelnen Mikrofon (—) und der Integration über einen Winkelbereich von 63° (---)	83
4.9	Abnahme des Schalldruckpegels mit zunehmendem Abstand zwischen Profilhinterkante und Mikrofon im Vergleich mit der theoretischen Abnahme in Nah- und Fernfeld bei zweidimensionaler Ausbreitung. Rot dargestellt ist die für weitere Analysen verwendete Mikrofonposition	84
4.10	Einfluss der Anströmgeschwindigkeit auf das in der Simulation ermittelte Terzbandspektrum des Hinterkantenschalls am Profil mit solider Hinterkante (Simulation: Linien, Messung: Symbole mit ± 1 dB Unsicherheit)	85
4.11	Einfluss des Anstellwinkels auf die in Experiment und Simulation ermittelten Spektren des Hinterkantenschalls am Profil mit solider Hinterkante. Angegeben ist immer der geometrische Anstellwinkel der Messung	87
4.12	Beiwert der Wandschubspannung c_f auf der Profilloberfläche in der Strömungssimulation bei $\alpha_{g,TAU} = 9^\circ$ zur Darstellung von Gebieten abgelöster Strömung (blau)	88
4.13	Vergleich der analytisch bestimmten Richtcharakteristik des Hinterkantenschalls einer ebenen Platte mit der Simulation des F16 Profils mit solider Hinterkante	89

4.14	Einfluss der Positionen des Wirbels und des Mikrofons auf das ermittelte Zeitsignal für die Passage eines einzelnen Wirbels über der Hinterkante des soliden F16 Profils	90
4.15	Vergleich der Simulationsergebnisse (Linien) des Profils F16 mit verschiedenen porösen Hinterkanten mit Messungen (Symbole, mit ± 1 dB Reproduzierbarkeit) bei $U_{\infty}^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $\alpha_{g,AWB} = 0^\circ$	92
4.16	Verteilung der in fRPM genutzten Verteilung der turbulenten kinetischen Energie k^t für unterschiedliche Hinterkantenmaterialien	93
4.17	Simulation des Hinterkantenschalls am soliden und porösen F16 Profil mit verschiedenen Kombinationen aus Hinterkantenmaterial und turbulenten Quellen aus fRPM	94
4.18	Momentaufnahme (Simulationszeit $t = 2,65 \cdot 10^{-3}$ s) des Schallfelds um das F16 Profil mit solider und poröser Hinterkante nach der Passage eines einzelnen Wirbels	95
4.19	Akustisches Signal aus der Passage eines einzelnen Wirbels entlang der Saugseite des F16 Profils mit solider oder poröser Hinterkante	96
4.20	Einfluss der Wirbelposition am Profil mit poröser Hinterkante auf den abgestrahlten Schall	97
4.21	Einfluss unterschiedlicher poröser Hinterkantenmaterialien auf die Richtcharakteristik des emittierten Schalls in den Simulationen mit Turbulenzrekonstruktion	98
4.22	Einfluss des Forchheimerkoeffizienten auf das Hinterkantengeräusch	99
4.23	Variation der Porosität bei konstanter Permeabilität der porösen Hinterkante, basierend auf dem Material PA80-110_2018 . . .	100
4.24	Wahl der optimalen Permeabilität zur Reduktion des Hinterkantenschalls für eine Wirbelposition auf der Saug- und eine auf der Druckseite des Profils bzw. mit Turbulenzrekonstruktion basierend auf der Statistik der Strömung am soliden Profil .	102
4.25	Geschwindigkeitsskalierung des von der porösen Hinterkante aus PA80-110 abgestrahlten Schalls, basierend auf Simulationen mit $U_{\infty}^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $60 \frac{\text{m}}{\text{s}}$	103
4.26	Einfluss des Anstellwinkels auf die in Experiment und Simulation ermittelten Terzbandspektren des Hinterkantengeräuschs für unterschiedliche poröse Materialien. Verglichen werden die Ergebnisse, die den geometrischen Anstellwinkeln 0° und 12° im Experiment entsprechen	104
4.27	Einfluss der anisotropen Permeabilität des auf 50% der Ausgangsdicke gewalzten PA200-250 auf das akustische Signal . .	106
4.28	Einfluss eines anisotropen Materials auf das Hinterkantengeräusch erzeugt von einem einzelnen Wirbel auf der Saugseite des Profils	107

4.29	Einfluss des Walzprozesses [159] auf die Porosität und Permeabilität unterschiedlicher Ausgangsmaterialien mit exponentieller Modellierungsfunktion für die Permeabilität	109
4.30	Einfluss gradierter Porosität und Permeabilität auf das akustische Signal des Hinterkantenschalls bei Passage eines einzelnen Wirbels auf der Saugseite des Profils	110
4.31	Darstellung unterschiedlicher Gradierungen der Permeabilität über den Verlauf der porösen Hinterkante. Gezeigt werden ein linearer , ein quadratisch progressiver und ein quadratisch degressiver Ansatz	111
4.32	Hinterkantenschall von F16 Profilen mit porösen Hinterkanten, die aus zwei Materialien zusammengesetzt sind	111
4.33	Hinterkantenschall von F16 Profilen mit porösen Hinterkanten mit unterschiedlichen Verläufen der Permeabilität (vgl. Abb.4.31) bei konstanter Porosität	113
4.34	Hinterkantenschall basierend auf der Turbulenzstatistik aus Strömungsrechnungen mit homogenen und gradierter poröser Hinterkante am soliden oder porösen Profil	114
4.35	Modellierung des Ansatzes des porösen Materials über einen linearen Permeabilitätsverlauf	115
4.36	Hinterkantenschall von F16 Profilen mit porösen Hinterkanten, mit reduzierter Durchlässigkeit an der Ansatzstelle	116
5.1	Poröse Hinterkante am Hochauftriebsprofil für die akustischen Simulationen	118
5.2	Einfluss poröser Hinterkanten des Hochauftriebsprofils auf die Schallausbreitung des Krümmungsgeräuschs ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$, $c_\mu = 0,057$) ($\Delta\text{SPL} = \text{SPL}_{\text{solide}} - \text{SPL}_{\text{porös}}$)	119
5.3	Momentaufnahme (Simulationszeit $t = 7,4 \cdot 10^{-4} \text{ s}$) des Schallfelds des Krümmungsgeräuschs am Hochauftriebsprofil mit solider und poröser (PA80-110) Hinterkante aus der Passage eines einzelnen Wirbels	120
5.4	Schallerzeugung eines einzelnen Wirbels an der soliden und porösen Hinterkante des Hochauftriebsprofils ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$, $c_\mu = 0,057$)	121
5.5	Vergleich der turbulenten kinetischen Energie k^t entlang der Stromlinie des zur Untersuchung der Schallerzeugung realisierten Wirbels am Hochauftriebsprofil ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$, $c_\mu = 0,057$) und dem F16 Referenzprofil ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = -0,5^\circ$)	122
5.6	Auswirkung verschiedener poröser Hinterkanten (PA80-110 und gradiert gewalzt PA80-110) auf den emittierten Hinterkantenschall in der Simulation mit Turbulenzrekonstruktion ($\Delta\text{SPL} = \text{SPL}_{\text{solide}} - \text{SPL}_{\text{porös}}$)	123

5.7	Momentaufnahme (Simulationszeit $t = 1,5 \cdot 10^{-3}$ s) des Schallfelds des Hinterkantengeräuschs am Hochauftriebsprofil mit solider und poröser Hinterkante aus der Passage eines einzelnen Wirbels	124
-----	---	-----

Tabellenverzeichnis

- 3.1 Einfluss unterschiedlicher Druckverhältnisse $\frac{p_{plenum}^0}{p_{\infty}^0}$ der Rand-
bedingung im Plenum der Ausblasung auf die gemittelte Strömungsgeschwindigkeit der Ausblasung $\overline{U_{Jet}^0}$ sowie den Impuls-
 c_{μ} und Auftriebsbeiwert c_a bei einem geometrischen Anstell-
winkel von $\alpha_g = 0^\circ$ und einer Strömungsgeschwindigkeit von
 $U_{\infty}^0 = 50 \frac{m}{s}$ 43
- 4.1 Materialparameter ausgewählter poröser Hinterkanten zum Ver-
gleich der akustischen Simulationen mit experimentellen Ergeb-
nissen 74
- 4.2 Vergleich der geometrischen Anstellwinkel in Simulation und
Experiment für gleichen Auftrieb. Die mit X markierten Konfi-
gurationen wurden nicht gemessen. 80
- 4.3 Materialeigenschaften der numerisch untersuchten porösen ani-
otropen Materialien 105

Symbole und Abkürzungen

Lateinische Symbole

Symbol	Bedeutung	Einheit
a	Schallgeschwindigkeit	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
b	Flügelspannweite	m
c_F	Forchheimerkonstante	
c	Länge der Profilsehne	m
c_a	Auftriebsbeiwert eines zweidimensionalen Profils	
c_μ	Impulsbeiwert	
C	Modellierungskonstante spannweitiger Korrelationslängen	
$\frac{\partial}{\partial}$	partielle Ableitung	
f	Platzhalter für beliebigen Funktionswert	
I	Betrag der Schallintensität	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2}$
h	Höhe	m
k^t	turbulente kinetische Energie	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}^2}$
l^t	turbulente Längenskala	m
\mathbf{L}'	Linearisierter Lambvektor in Störungsform	
$OASPL$	Gesamtschallwechseldruckpegel	dB
p	Druck	Pa
r	Abstand zwischen Mikrofon und akustischer Quelle	m
R	Reynoldsspannung	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}^2}$
S	Flügelfläche	m^2
SPL	frequenzabhängiger Schallwechseldruckpegel	dB
T	Lighthillscher Spannungstensor	$\frac{\text{N}}{\text{m}^2}$
U	Betrag der Strömungsgeschwindigkeit	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
u	Richtungskomponente der Strömungsgeschwindigkeit	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$

Griechische Symbole

Symbol	Bedeutung	Einheit
α_g	geometrischer Anstellwinkel	°
β	Beobachterwinkel in der Flügelebene	°
Δ	Netzweite des numerischen Rechengitters	m
γ	Isentropenexponent	

δ	Kronecker-Delta	
ϵ	Levi-Civita-Symbol	
ϵ^t	turbulente Dissipationsrate	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}^3}$
θ	Beobachterwinkel normal zur Spannweite	
κ	Permeabilität	m^2
λ	akustische Wellenlänge	m
ρ	Dichte	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$
σ	Relaxationsparameter	
τ^t	turbulente Zeitskala	s
φ	Platzhalter für beliebige physikalische Größe	
ϕ	Porosität	
ω	Wirbelstärke	$1/\text{s}$

Subskript

Symbol	Bedeutung
∞	Fernfeldgröße
\boldsymbol{I}	Vektor
i	Vektor (1. Koordinate)
j	Vektor (2. Koordinate)
Jet	Größe der lokalen Ausblasung
k	Vektor (3. Koordinate)
ij	Tensor
x	Vektor (entlang x -Achse des Koordinatensystems)
y	Vektor (entlang y -Achse des Koordinatensystems)
z	Vektor (entlang z -Achse des Koordinatensystems)

Superskript

Symbol	Bedeutung
$\overline{}$	zeitlich gemittelte Größe
\prime	instationäre akustische Schwankungsgröße

Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
APE	Acoustic Perturbation Equations
CAA	Computational AeroAcoustics
CFD	Computational Fluid Dynamics
DRP	Dispersion-Relation-Preserving

fRPM	fast Random Particle Mesh Method
LEE	Linearized Euler Equations
LES	Large Eddy Simulation
PENNE	Perturbed
PIANO	Perturbation Investigation of Aerodynamic Noise
RANS	Reynolds-averaged Navier-Stokes Equations

1 Einleitung

Die vorliegende Arbeit ist im Rahmen des Sonderforschungsbereichs *SFB880 - Grundlagen des Hochauftriebs künftiger Verkehrsflugzeuge* [131] entstanden. Das gemeinschaftliche Forschungsvorhaben der Technischen Universität Braunschweig, der Leibniz Universität Hannover und des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt an den Standorten Braunschweig und Göttingen befasst sich mit dem Entwurf von Verkehrsflugzeugen unter zukünftig zu erwartenden Anforderungen.

Mit der Zunahme des Luftverkehrs um 4,4% bis 4,7% p.a. im Zeitraum von 2018 bis 2038 und der damit einhergehenden Verdopplung der Flugzeugflotte [4, 5] wird erwartet, dass kleinere, regionale Flughäfen an Bedeutung gewinnen werden [62]. Künftige Verkehrsflugzeuge müssen daher auch kürzere Start- und Landebahnen nutzen können. Diese als STOL (Short Take-Off and Landing) bezeichnete Eigenschaft erfordert den Einsatz neuer Technologien zur Erhöhung des maximalen Auftriebs bei geringer Fluggeschwindigkeit. Zusätzlich werden neue Ziele für den in der Umgebung von Flughäfen wahrgenommenen Fluglärm gestellt. Diese finden sich unter anderem in den Programmen *Vision 2020* und *Flightpath 2050* der Europäischen Kommission. Darin wird eine Reduktion des am Boden wahrgenommenen Überfluglärms um 50% bis 2020 bzw. 65% bis 2050 auf Basis der Technologie des Jahres 2000 gefordert [1, 3]. Seit Beginn des verbreiteten Einsatzes von Strahltriebwerken wurde durch die Entwicklung effizienter Fantriebwerke mit hohen Bypassverhältnissen bereits eine Reduktion des Fluglärms erreicht. Somit sind vor allem im Landeanflug andere Quellen wie das Zellengeräusch nicht mehr zu vernachlässigen [99]. Nach Lilley [93] werden unter dem Begriff des Zellengeräuschs alle nicht mit dem Antrieb zugeordneten Schallquellen zusammengefasst:

$$\begin{aligned} & \text{Zellengeräusch} \\ & = \\ & \text{Gesamtgeräusch} - \text{Triebwerksgeräusch} - \text{Interaktionsgeräusch} \end{aligned}$$

Das Zellengeräusch wird dabei häufig in drei Kategorien unterteilt [93, 99]:

- Tragflügel in Reiseflugkonfiguration mit Leitwerken und Rumpf
- Hochauftriebssystem
- Fahrwerke

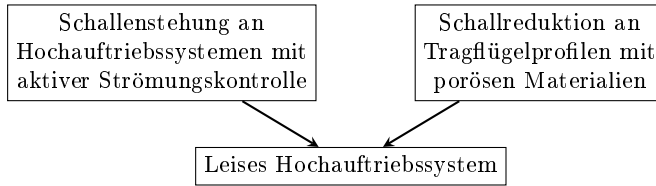


Abbildung 1.1: Zuordnung der in dieser Arbeit behandelten Themengebiete

Die Arbeiten im SFB880 sind, basierend auf den Anforderungen an zukünftige Flugzeugkonfigurationen, in drei Teilbereiche (TB) aufgeteilt. Durch eine iterative Betrachtung des Gesamtentwurfs werden diese zusammengebracht und vervollständigt.

1. TB-A: Grundlagen der Aeroakustik [32]
2. TB-B: Effizienter Hochauftrieb [81]
3. TB-C: Flugdynamik [69]

Die vorliegende Arbeit ist dem Teilbereich A zugeordnet. Darin werden die akustischen Eigenschaften eines Hochauftriebssystems mit aktiver Strömungskontrolle untersucht. Zusätzlich wird der Einsatz von porösen Materialien zur Reduktion des Tragflügelhinterkantengeräuschs betrachtet. Es besteht die Hypothese, dass bei aktiven Hochauftriebssystemen die Hinterkante eine dominante akustische Quelle darstellt. Somit könnten poröse Materialien zur Reduktion des Gesamtgeräuschs beitragen (Abb. 1.1).

1.1 Stand der Technik

An dieser Stelle wird der Kontext erläutert, in dem die Untersuchungen der nachfolgenden Kapitel einzuordnen sind. Dabei wird zunächst auf detaillierte physikalische Hintergründe verzichtet. Diese werden in Kapitel 2 behandelt.

Aktiver Hochauftrieb

Aus aerodynamischer Sicht stehen Tragflügelprofile mit aktiver Strömungskontrolle bereits seit längerem im Fokus der Forschung. Ein ausführlicher Überblick darüber ist zum Beispiel in Kweder *et al.* [90] zu finden. Ein Beispiel stellt das lokale, zur Profiloberfläche tangential Ausblasen eines Luftstroms mit hoher Geschwindigkeit dar. Dass dieser einer gekrümmten Oberfläche folgt, wurde bereits 1910 von Henri Coanda beobachtet und später als Patent angemeldet [27]. Das physikalische Prinzip wird daher als Coanda-Effekt bezeichnet. Beispiele für weitere Systeme sind eine Absaugung durch die Profiloberfläche oder

eine gerichtete Ausblasung an der Profilhinterkante [30, 157]. Zu Beginn wurde bei der Nutzung des Coanda-Effekts häufig ein elliptisches Profil ohne Klappen verwendet [168]. In der weiteren Entwicklung konnte aber gezeigt werden, dass der Einsatz einer stark ausgeschlagenen Hinterkantenklappe aerodynamische Vorteile bringt [77, 132]. Zum Erreichen hoher Auftriebsbeiwerte wird zudem an der Profilverderkante entweder eine aktive Strömungskontrolle [39, 40, 68] oder eine adaptive Profilkontur benötigt [21, 160]. Über die aerodynamischen Untersuchungen unter Laborbedingungen hinaus wurden bereits früh Flugversuche im Originalmaßstab durchgeführt [37, 101].

Neben dem Einsatz an Flugzeugen können Systeme mit aktiver Strömungskontrolle in weiteren Gebieten angewendet werden. Neben der Effizienzsteigerung von Windenergieanlagen [158] wurden die Reduktion des Umströmungswiderstands von Lastwagen [38] oder die bessere Manövrierbarkeit von Schiffen [152, 172] untersucht und bestätigt.

Erste aeroakustische Untersuchungen an Profilen mit aktivem Hochauftriebssystem wurden an einer X-Flügel Flugzeugkonfiguration durchgeführt (Abb. 1.2). Ein Ziel dieser Konfiguration ist die Fähigkeit zu senkrechten Starts und Landungen. Dazu dient statt eines Flügels ein Rotor zur Auftriebserzeugung. Im Reiseflug wird die Drehung gestoppt. Da der Flügel für unterschiedliche Anströmungen Auftrieb erzeugen muss, kommt ein aktives System mit Ausblasung zum Einsatz. Durch analytische aeroakustische Betrachtungen wurde ermittelt, dass eine solche Flugzeugkonfiguration insgesamt leiser betrieben werden kann als konventionelle Flugzeuge [110, 168]. In der Folge wurden detaillierte Untersuchungen zu den Mechanismen der Schallerzeugung an aktiven Hochauftriebssystemen durchgeführt [72]. Dabei wurden dominante Quellmechanismen beschrieben und in Relation gesetzt. Relevante akustische Quellen sind die Ausblasung, lokale Beschleunigungen in der Strömung und die Ablösung der Strömung von der Profilhinterkante [8, 111, 135, 148, 163]. Spätere experimentelle Untersuchungen bestätigten die Analysen teilweise [109]. Andere zeigten jedoch deutliche Abweichungen [164]. Besonders zum Design der Düse der Ausblasung wurden in der Folge akustische Detailuntersuchungen durchgeführt [22, 23, 149, 169].

Für den direkten Vergleich eines aktiven mit einem konventionellen Hochauftriebssystem gibt es nur wenige Daten. Sowohl aus den analytischen wie auch experimentellen Betrachtungen gibt es Hinweise, dass ein System mit aktivem Hochauftrieb leiser sein kann [8, 127]. Dies ist allerdings stark vom Betriebszustand abhängig [110]. Daher wird das aeroakustische Potenzial solcher Konfigurationen eher in der aerodynamischen Leistung gesehen. Mit den höheren erreichbaren Auftriebsbeiwerten lassen sich neue An- und Abflugverfahren realisieren. Diese basieren auf geringeren Fluggeschwindigkeiten und steileren Bahnwinkeln. Damit werden zum einen Umströmungsgeräusche verringert und zum anderen der Abstand zu Beobachtern am Boden erhöht. [94, 168]

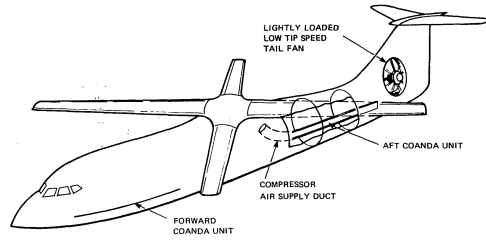


Abbildung 1.2: Darstellung der X-Flügel Flugzeugkonfiguration, an der erste aeroakustische Analysen aktiver Hochauftriebssysteme durchgeführt wurden [168]

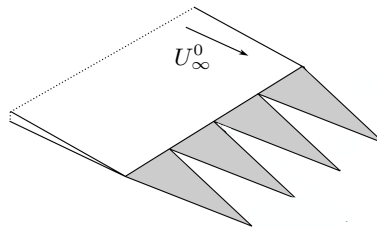


Abbildung 1.3: Darstellung einer Profilhinterkante mit Serrations [107]

Maßnahmen zur Reduktion von Umströmungsschall

Zur Reduktion von Umströmungsgeräuschen werden häufig Eulen als Vorbild in der Natur betrachtet [95, 99]. Für eine erfolgreich Jagd sind diese darauf angewiesen, sich ihren Beutetieren geräuscharm zu nähern. Ihr Gefieder setzt sich dafür aus unterschiedlichen Arten von Federn zusammen. In der technischen Aeroakustik versucht man mit unterschiedlichen Ansätzen die positiven Eigenschaften zu imitieren.

Zur Schallreduktion an Tragflügeln kommen zum Beispiel verschiedene Arten der Strömungsbeeinflussung zum Einsatz. Dieser Ansatz zielt auf die Interaktion turbulenter Wirbel mit der Tragflügelhinterkante als Schallquelle. Einflüsse auf die Turbulenz wirken sich dabei direkt auf die Schallerzeugung aus. Genutzt werden sowohl passive als auch aktive Maßnahmen. Häufig kommen als passive Maßnahme Grenzsichtzäune (auch: finlets, finlet fences oder finlet rails) zum Einsatz [6, 25, 26]. Aktive Maßnahmen beruhen in der Regel auf einer gezielten Ausblasung oder Absaugung von Strömung durch die Profiloberfläche [14, 56, 153].

Neben der Turbulenz trägt auch die Gestaltung der Hinterkante entscheidend zur Schallentstehung bei. Als akustische Maßnahme kommen zum Bei-

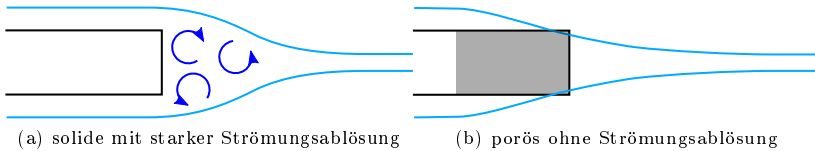


Abbildung 1.4: Umströmung einer stumpfen Hinterkante

spiel gezahnte Hinterkanten (auch: Serrations, Abb. 1.3) zum Einsatz [107, 123].

Ein zweiter, weit verbreiteter Ansatz liegt in der Verwendung von porösen Materialien. Dabei werden zwei unterschiedliche Einsatzzwecke betrachtet. Zum einen dienen sie zur Minderung von tonalem Schall, der an stumpfen Körpern erzeugt wird. Dieser entsteht aus den an der Hinterkante abgelösten Wirbelstrukturen (Abb. 1.4 (a)). Mit dem Einsatz von strömungsdurchlässigen Materialien können diese Ablösungen verringert bzw. vermieden werden (Abb. 1.4 (b)). Sowohl in experimentellen [144–146] als auch numerischen Untersuchungen [16, 85, 86] konnte dieser Mechanismus nachgewiesen werden. Die numerische Behandlung dieses Problems erlaubt darüber hinaus eine Suche nach optimierten Materialien [142, 171].

Zum anderen ermöglichen poröse Materialien eine Reduktion des Hinterkantenschalls an Körpern mit spitzer Hinterkante (wie zum Beispiel Tragflügelprofilen). Der Mechanismus der Schallentstehung wird in Kapitel 2 erläutert. Das Prinzip der Schallreduktion liegt in der Durchlässigkeit des porösen Materials quer zur Strömung. Diese erlaubt einen gewissen Druckausgleich zwischen Ober- und Unterseite [52, 140]. In einem bereits 1974 als Patent angemeldeten Ansatz sind zum Beispiel die Profilver- und -hinterkante porös ausgeführt [61]. In aktuellen experimentellen Untersuchungen kommen auch vollständig poröse Profile zum Einsatz [57, 58, 78]. Häufig wird allerdings nur die Hinterkante mit einem porösen Einsatz versehen [67, 108]. Zum Teil geschieht dies in Kombination mit anderen Hinterkantenmodifikationen, wie Serrations [161]. Poröse Hinterkanten wurden bereits früh analytisch betrachtet [74]. Numerische Untersuchungen hingegen fanden bisher nur in geringem Umfang statt. Eine Herausforderung besteht dabei in der Modellierung der Materialien. Diese bestehen aus sehr kleinen Strukturen, deren numerische Diskretisierung zu einem hohen Rechenaufwand führt [89]. In der Regel werden sie daher über charakteristische Größen beschrieben [18, 53, 76, 87, 118, 120, 121, 137]. Damit wird der numerische Aufwand deutlich reduziert. Die zuvor genannten numerischen Optimierungen an stumpfen Körpern beruhen auf dem gleichen Ansatz.

1.2 Zielsetzung

Im vorherigen Abschnitt wurde erläutert, dass sowohl aeroakustische Untersuchungen an aktiven Hochauftriebssystemen als auch solche an porösen Materialien Gegenstand aktueller Forschungen sind. Erstere beschränken sich meist auf die Betrachtung klappenloser Profile, die ohne Energiezufuhr nicht für den transsonischen Betrieb geeignet sind. Detaillierte Untersuchungen der Quellmechanismen an einem aktuellen Profilentwurf mit stark ausgeschlagener Hinterkantenklappe und adaptiver Vorderkanten geometrie fehlen bisher. Das erste Ziel dieser Arbeit liegt daher in der Analyse einzelner akustischer Quellen eines solchen Systems. Neben dem physikalischen Verständnis der Mechanismen der Schallerzeugung sollen Abhängigkeiten der Schallerzeugung vom Strömungszustand herausgestellt werden.

Im zweiten großen Themengebiet - der Reduktion des Umströmungsgeräuschs von Tragflügelprofilen mit porösen Materialien - ergibt sich ein ähnliches Bild. Hier existiert eine breite Basis an experimentellen Windkanaluntersuchungen. Ein Ziel dieser Arbeit ist es, mit einem numerischen Ansatz die akustischen Mechanismen der Schallerzeugung und -reduktion an Tragflügelprofilen mit poröser Hinterkante zu verstehen. Darüber hinaus sollen komplexe Materialien untersucht werden. Diese zeichnen sich durch einen orts- und richtungsabhängigen Durchströmungswiderstand aus. In den bisherigen experimentellen Untersuchungen wurden hauptsächlich homogene Materialien betrachtet. Der numerische Ansatz ermöglicht umfangreiche Parameterstudien mit unterschiedlichen Materialien [139]. Aus den Ergebnissen sollen abschließend Hinweise auf die Gestaltung optimierter poröser Materialien abgeleitet werden.

Mit den Erkenntnissen über die akustischen Quellen sowie die Wirkung poröser Materialien folgt zuletzt die Betrachtung eines aktiven Hochauftriebsprofils mit poröser Hinterkante. Diese Kombination stellt einen in der Forschung neuen Ansatz dar. Dabei liegt der Fokus auf der Untersuchung, ob sich die am einfachen Tragflügelprofil erlangten Resultate zur Geräuschreduktion mit porösen Materialien auf das Hochauftriebssystem übertragen lassen. Damit sollen in dieser Arbeit erste Schritte zu einem leisen Hochauftriebssystem aufgezeigt werden. Mit der Kombination aus Leistungsfähigkeit und geringer Schallemission könnten solche Systeme für künftige Flugzeugkonfigurationen interessant sein.

1.3 Vorgehensweise

Zum Erreichen der formulierten Ziele sind die sich anschließenden Kapitel folgendermaßen gegliedert:

In Kapitel 2 werden zunächst die für diese Arbeit wichtigen Grundlagen der Aeroakustik erläutert. Dabei wird auf elementare Quellmechanismen eingegangen und anschließend deren Relevanz in der Flugzeugakustik dargestellt.

Davon ausgehend werden Ansätze zur Minderung des emittierten Schalls für einzelne Quellmechanismen präsentiert. Abschließend wird auf die für diese Arbeit verwendeten numerischen und experimentellen Methoden eingegangen.

Kapitel 3 befasst sich mit der aeroakustischen Analyse eines Hochauftriebsprofils mit aktiver Strömungskontrolle. In numerischen Untersuchungen werden einzelne Quellmechanismen betrachtet. Die Ergebnisse dienen einer Abschätzung der Beiträge zum Gesamtgeräusch des Hochauftriebssystems. Um ein möglichst vollständiges Bild zu erhalten, werden unterschiedliche Strömungszustände analysiert.

Anschließend zeigt Kapitel 4 Ergebnisse der numerischen Betrachtung poröser Materialien zur Minderung des Hinterkantenschalls eines Tragflügelprofils. An homogenen Materialien wird zunächst auf den physikalischen Mechanismus der Schallreduktion eingegangen und erste Hinweise auf optimale Materialeigenschaften gesammelt. Dabei dienen experimentelle Ergebnisse aus Windkanalmessungen als Referenz. Weiterhin werden anisotrope und inhomogene Materialien untersucht, um die zuvor erarbeiteten Ergebnisse zu erweitern.

Die Erkenntnisse aus den beiden vorangegangenen Kapiteln werden schließlich in Kapitel 5 zusammengeführt. Hier werden die Ergebnisse der numerischen Untersuchung eines Hochauftriebsprofils mit poröser Klappenhinterkante gezeigt und erläutert.

Abschließend werden in Kapitel 6 die zentralen Ergebnisse zusammengefasst, gefolgt von einem Ausblick auf mögliche anschließende Arbeiten und offene Fragen.

2 Grundlagen

In diesem Kapitel wird die Basis für die in den Kapiteln 3-5 gezeigten Analysen geschaffen. Ausgehend von den Mechanismen der aeroakustischen Schallerzeugung werden Möglichkeiten der Schallminderung erläutert.

Im zweiten Abschnitt werden die verwendeten aeroakustischen Methoden vorgestellt. Dabei liegt der Fokus auf numerischen Simulationen. Die später vorgestellten experimentellen Ergebnisse dienen vor allem als Referenz zur Bewertung der numerischen Ergebnisse. Daher werden die experimentellen Methoden kompakter behandelt.

2.1 Aeroakustische Quellen

Die Aeroakustik behandelt den aus einer Strömung heraus entstehenden Schall. Klar zu trennen ist diese von der Vibroakustik [106], bei der Schall von vibrierenden, elastischen Festkörpern erzeugt wird. In der Aeroakustik werden Körper in der Regel als starr betrachtet [31]. Im Fall einer instationären Umströmung wird von diesen Schall abgestrahlt.

2.1.1 Schallentstehung in freier Turbulenz

Basierend auf den kompressiblen Navier-Stokes-Gleichungen hat Lighthill seine aeroakustische Analogie entwickelt [91, 92], die ohne Vereinfachungen und Modellannahmen auskommt. Diese beschreibt die Schallentstehung in einer freien turbulenten Strömung als eine Verteilung von Quadrupolen. Die Analyse zeigte, dass die abgestrahlte akustische Intensität mit der mittleren Strömungsgeschwindigkeit zur 8ten Potenz skaliert ($|\mathbf{I}| \propto (U^0)^8$). Aus dieser starken Kopplung ergibt sich, dass die Umwandlung von kinetischer zu akustischer Energie vor allem bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten relevant ist.

Zum Verständnis der Schallentstehung in freier Turbulenz ist die Betrachtung eines einzelnen Wirbels hilfreich. Aus Lighthills Analogie kann abgeleitet werden, dass dieser nur bei beschleunigter Bewegung oder bei zeitlicher Änderung seiner Wirbelstärke Schall emittiert. Eine Beschleunigung kann zum Beispiel bei einer gekrümmten Bahn oder der Interaktion mit anderen Wirbeln auftreten [36, 73].

Strahlmischungsschall

Ein aus technischer Sicht interessanter Fall, in dem Schall in freier Turbulenz erzeugt wird, ist das Strahlmischungsgeräusch. Dieses tritt zum Beispiel hinter

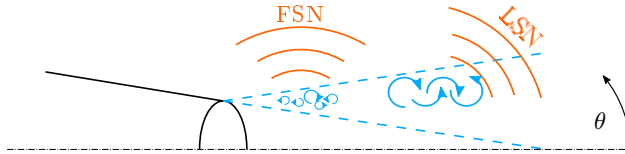


Abbildung 2.1: Skizze der beiden akustischen Quellmechanismen eines Triebwerksstrahls (FSN: fine-scale noise, LSN: large-scale noise)

Flugzeugtriebwerken auf und ist beim Start eine der dominanten Schallquellen [100]. Zur Analyse der physikalischen Schallentstehung an Jets gibt es sowohl auf theoretischer als auch experimenteller und numerischer Seite eine Vielzahl an Untersuchungen. Ein Überblick findet sich zum Beispiel in [80].

Für die Schallentstehung lassen sich grundsätzlich zwei Mechanismen beschreiben, die in Abbildung 2.1 skizziert sind. Auf der einen Seite gibt es den in Lighthills Analogie beschriebenen Schall aus der Interaktion turbulenter Wirbel in der Scherschicht des Jets. Da dieser Mechanismus auf kleinen turbulenten Strukturen basiert, wird er als fine-scale jet noise bezeichnet [155]. Dieses Geräusch dominiert die Gesamtschallabstrahlung senkrecht zur Jetachse ($\theta = 90^\circ$). Auf der anderen Seite entsteht Schall aus der Interaktion großer kohärenter Wirbelstrukturen, die sich aus Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten in der Scherschicht bilden. Das dabei entstehende Geräusch wird entsprechend als large-scale jet noise bezeichnet und dominiert die Schallabstrahlung bei flacheren Winkeln [154]. Für die Modellierung der beiden Quellmechanismen wurden unter anderem von Tam und Auriault auf der Basis experimenteller Daten Ähnlichkeitsspektren erstellt (das G-Spektrum für den kleinskaligen Turbulenzschall und das F-Spektrum für den Schall aus den kohärenten Strukturen) [154]. Die numerischen Untersuchungen dieser Arbeit basieren auf dem für kleinskaligen Strahlmischungsschall formulierten Modell. Darauf wird später noch in Abschnitt 2.4.5 eingegangen [155]. Zu beachten ist, dass das von Tam und Auriault erstellte Modell für runde Düsen gilt. Am Hochauftriebssystem mit aktiver Strömungskontrolle wird allerdings ein in der Spannweite langer Spalt betrachtet. Untersuchungen dazu haben gezeigt, dass die Abweichung der Geometrie keinen Einfluss auf die akustischen Quellmechanismen hat [8, 111].

2.1.2 Schallentstehung an umströmten Körpern

Auf der Grundlage von Lighthills Arbeit hat Curle die Schallabstrahlung einer turbulenten Strömung über einer festen Wand betrachtet [28]. Dabei wurde hergeleitet, dass durch den Wandeneinfluss die akustischen Quellen einen Dipolcharakter annehmen. Dadurch verändert sich auch die Abhängigkeit der

Schallintensität von der Strömungsgeschwindigkeit, die nun $|\mathbf{I}| \propto (U^0)^6$ folgt. In Anwendungsfällen des Zellenlärms an Flugzeugen werden für den Landeanflug in der Regel Flugmachzahlen in der Größenordnung 10^{-1} betrachtet. Daher dominiert die Dipolquelle üblicherweise die Quadrupolquelle der freien Turbulenz.

In der Flugzeugakustik wird häufig die turbulente Überströmung von Kanten (Tragflügelhinterkante, Leitwerke, Antennen, etc.) betrachtet, die in der Theorie von Curle nicht enthalten ist. Der Einfluss einer solchen geometrischen Unstetigkeit auf die Schallabstrahlung wird im Folgenden gezeigt.

Hinterkantenschall

Bei der Schallentstehung an der turbulent überströmten Hinterkante eines Körpers werden zwei Quellmechanismen unterschieden. Diese treten abhängig von der Geometrie des Körpers auf. Auf der einen Seite werden Körper mit stumpfer Hinterkante betrachtet, an denen sich stromab große kohärente Wirbel bilden [19]. Auf der anderen Seite steht die Geräuscentwicklung an Körpern mit spitzer Hinterkante, wie zum Beispiel Tragflügelprofilen. Hier bilden sich keine kohärenten Strukturen. Stattdessen wird der Schall aus der Interaktion der turbulenten Grenzschicht mit der Kante erzeugt [20, 63, 70]. In dieser Arbeit wird nur der zweite Mechanismus betrachtet.

Die Schallabstrahlung der turbulent überströmten Kante einer dünnen Halbebene mit scharfer Kante wurde von Ffowcs Williams und Hall basierend auf Lighthills akustischer Analogie hergeleitet [167]. Dabei bleibt die von Curle beschriebene Dipolcharakteristik erhalten, die akustische Intensität skaliert allerdings mit $(U^0)^5$. Darüber hinaus ergeben sich weitere Abhängigkeiten der Schallintensität im Fernfeld von den geometrischen Abmessungen der Ebene und den charakteristischen Größen der turbulenten Strukturen. Formel 2.1 zeigt einige Proportionalitäten wie sie von Howe aus den Formeln von Ffowcs Williams und Hall abgeleitet wurden [70]. Dabei ist b die geometrische Breite der überströmten Kante, δ die charakteristische Korrelationslänge - also Größe der turbulenten Strukturen - und β der Winkel, unter dem die Kante überströmt wird. Ein Winkel von $\beta = 0^\circ$ entspricht einer Strömung senkrecht und $\beta = 90^\circ$ bzw. $\beta = 270^\circ$ parallel zur Kante. In der Aerodynamik wird dieser Winkel in der Regel als Schiebewinkel bezeichnet. Der zweite Winkel θ beschreibt die Beobachterposition um die Hinterkante. Dabei befindet sich der Beobachter bei $\theta = 0^\circ$ genau stromab der Kante.

$$|\mathbf{I}| \propto (U^0)^5 b \delta \cos^3(\beta) \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.1)$$

Neben der Herleitung von Ffowcs Williams und Hall für Hinterkantenlärm existieren weitere Ansätze zur Beschreibung dieser akustischen Quelle. Diese wurden von Howe unter den drei Überschriften

- basierend auf Lighthills akustischer Analogie
- Lösungen linearisierter hydroakustischer Gleichungen
- ad hoc Modelle

zusammengefasst und analysiert. Für kleine Machzahlen liefern alle Theorien vergleichbare Ergebnisse. Weiterhin entwickelte Howe eine vereinigte Theorie zum Kantengeräusch [70].

Der zweiten Überschrift ordnet Howe unter anderem die Theorie von Amiet [10, 11] zu. Diese stellt einen direkten Zusammenhang zwischen charakteristischen Turbulenzinformationen und dem Fernfeldschall her. Die Turbulenz wird dabei über die spannweite Korrelationslänge sowie die spektrale Leistungsdichte der Geschwindigkeitsfluktuationen beschrieben. Dabei ergibt sich ein proportionaler Zusammenhang zwischen der Korrelationslänge und der Schallintensität. Später wird gezeigt, dass dieser Effekt zum Beispiel zur Reduktion des Hinterkantenschalls genutzt werden kann.

2.2 Flugzeugakustik

Die vorgestellten aeroakustischen Quellmechanismen können direkt auf aktuelle Verkehrsflugzeuge mit Strahltriebwerken übertragen werden. Dabei treten je nach Flugphase unterschiedliche Quellen in den Vordergrund. Bei Start und Abflug sind in der Regel die antriebsbezogenen Quellen dominant. Neben dem hinter den Triebwerken entstehenden Strahlmischungsgeräusch ist der im Triebwerk entstehende Schall von Bedeutung. Im Anflug und zur Landung hingegen trägt bei modernen Flugzeugen auch das Umströmungsgeräusch der Zelle wesentlich zum Gesamtschall bei [34]. In Flugversuchen konnte gezeigt werden, dass dabei vor allem das Fahrwerk sowie das Hochauftriebssystem dominant sind [104, 126, 151]. Letzteres steht im Fokus dieser Arbeit. Im Folgenden werden daher sowohl die aerodynamische Funktionsweise als auch einzelne akustischen Quellen erläutert.

2.2.1 Konventionelle Hochauftriebssysteme

Zunächst wird die aerodynamischen und aeroakustischen Eigenschaften konventioneller Hochauftriebssysteme erläutert. Diese sind nicht Teil der in den folgenden Kapiteln präsentierten Arbeiten, tragen aber zum Verständnis der Vorteile des untersuchten aktiven Hochauftriebssystems bei.

Aerodynamische Funktionsweise

An das Profil eines Flugzeugflügels werden je nach Flugabschnitt unterschiedliche Anforderungen gestellt. Auf der einen Seite soll im Reiseflug ein möglichst

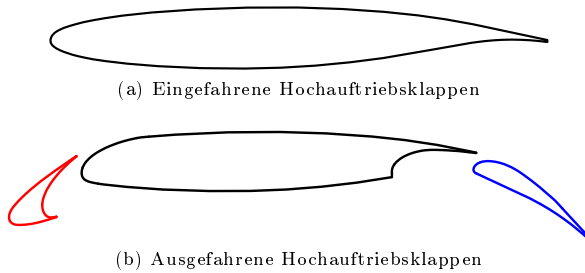


Abbildung 2.2: Skizze eines konventionellen Hochauftriebssystems am Tragflügelprofil DLR F16 mit Vorderkanten- und Hinterkantenelement (Slat / Flap) [141]

geringer Strömungswiderstand bei geringen Auftriebsbeiwerten erreicht werden. Im Landeanflug hingegen werden hohe Auftriebsbeiwerte benötigt, um geringe Fluggeschwindigkeiten zu erreichen. Der Widerstand spielt dann nur eine untergeordnete Rolle. Zu diesem Zweck werden die Profile mit Klappen an die jeweiligen Anforderungen des Betriebspunkts angepasst [150]. Abbildung 2.2 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines solchen konventionellen Hochauftriebssystems bestehend aus 3 Elementen:

- Vorflügel / Slat
- Hauptelement
- Hinterkantenklappe / Flap

Je nach Auslegung des Systems kann die Hinterkantenklappe aus mehreren Elementen aufgebaut sein, bzw. statt des hier gezeigten Slat eine Krückerklappe an der Vorderkante zum Einsatz kommen [150]. Solche abweichenden Systeme unterscheiden sich allerdings nicht grundlegend in der Funktionsweise.

In Abbildung 2.3 ist der prinzipielle aerodynamische Nutzen des Vorder- und Hinterkantenelements für einen zweidimensionalen Profilschnitt skizziert [141, 150]. Zu erkennen ist, dass sich beide Elemente unterschiedlich auf den erreichbaren Auftrieb auswirken. So ermöglicht der Slat das Profil bei höheren Anstellwinkeln zu betreiben. Die Hinterkantenklappe hingegen erhöht den Auftriebsbeiwert bei einem gegebenen Anstellwinkel. Beide Effekte lassen sich kombinieren, sodass ein hoher maximaler Auftriebsbeiwert bei moderaten Anstellwinkeln erreicht wird.

Akustische Quellen

Bei der Betrachtung der akustischen Quellen konventioneller Hochauftriebssysteme werden in der Regel zwei Mechanismen als dominant angesehen [34, 35].

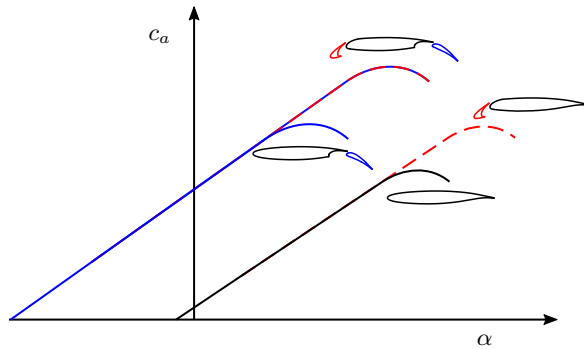


Abbildung 2.3: Auswirkungen konventioneller Hochauftriebshilfen für einen zweidimensionalen Profilschnitt

Durch die seitliche Umströmung der Hinterkantenklappe bilden sich Wirbel, die miteinander und der Klappe interagieren. Dabei handelt es sich um ein Phänomen der endlichen Spannweite des Flügels bzw. der Klappen. Es tritt also unabhängig vom verwendeten Hochauftriebssystem auf. Spezifisch für ein konventionelles Hochauftriebssystem hingegen ist die komplexe Umströmung des Vorflügels. Im Folgenden wird daher kurz auf die Physik dieses Quellmechanismus eingegangen.

Abbildung 2.4 skizziert eine Übersicht über unterschiedliche Wirbelstrukturen, die sich in der Strömung am Slat bilden [24]. Als dominante akustische Quellen werden dabei, abhängig von der Geometrie, die Beschleunigung der Wirbel hinter dem instationären Anlegepunkt und Ablösungen an der oberen Kante des Slat angesehen. Diese Quellmechanismen lassen sich also auf die in Abschnitt 2.1 vorgestellten Mechanismen des Beschleunigungs- und Hinterkantenschalls zurückführen.

2.2.2 Hochauftriebssysteme mit Zirkulationskontrolle

Ein zentrales Thema dieser Arbeit ist es, die aeroakustischen Eigenschaften von Hochauftriebssystemen mit aktiver Strömungskontrolle zu untersuchen. Im folgenden Abschnitt wird die aerodynamische Funktionsweise solcher Systeme erläutert. Anschließend werden die in der Literatur diskutierten aeroakustischen Schallquellen präsentiert.

Aerodynamische Funktionsweise

Die bis hier erläuterten konventionellen Hochauftriebssysteme beruhen auf dem Prinzip der passiven Strömungsbeeinflussung, verzichten also auf eine

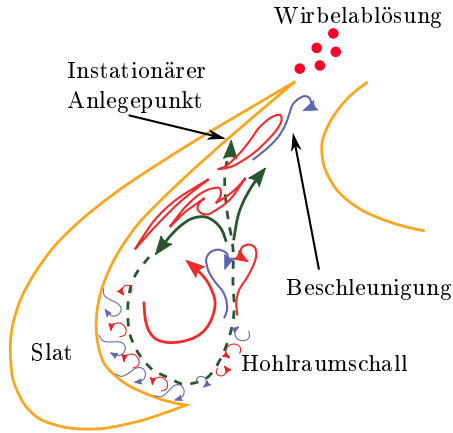


Abbildung 2.4: Skizze der Wirbelstrukturen am einem Vorflügel mit akustischen Quellen [24]

Energiezufuhr. Aktuelle Forschungen auf dem Gebiet des Hochauftriebs befassen sich darüber hinaus mit aktiven Systemen [124, 132]. Abbildung 2.5 zeigt beispielhaft ein solches System, beruhend auf dem DLR F16 Tragflügelprofil. Die aktive Strömungskontrolle besteht aus einer wandparallelen Ausblaseung auf der ProfiOberseite direkt vor der stark ausgeschlagenen Klappe [77]. Die dafür benötigte Energie wird von einem Kompressor bereitgestellt [112]. Eine solche lokale Strömungsbeeinflussung ermöglicht die Kontrolle der Umströmung um das gesamte Profil und damit des Auftriebs entsprechend des Coanda-Effekts.

Abbildung 2.5 zeigt ein Hochauftriebsprofil, das mit der abgesenkten Na-

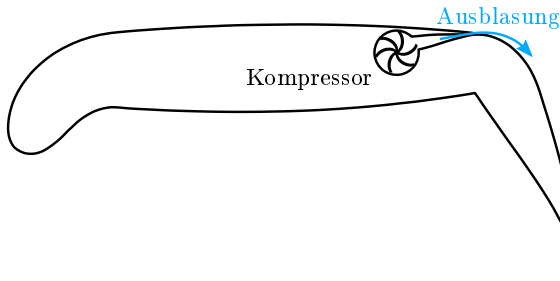


Abbildung 2.5: Skizze eines Hochauftriebsprofils mit aktiver Strömungskontrolle, basierend auf dem Profil DLR F16 (Abb. 2.2)

se (Droopnose) und der stark ausgeschlagenen Hinterkantenklappe ein relativ komplexes System darstellt. Zur Erläuterung der Funktionsweise wird ein einfacheres System in der Form eines elliptischen Profils verwendet (vgl. Abb. 2.6) [109]. Die Ausblasung ist direkt an der Hinterkante positioniert.

Verglichen mit einem herkömmlichen Tragflügelprofil (Abb. 2.2 (a)) weist das elliptische Profil (Abb. 2.6 (a)) eine stumpfe Hinterkante auf. Dieser kann die Strömung nicht folgen, wodurch sich je nach Reynoldszahl ein Ablösegebiet mit großen kohärenten Strukturen oder starker Turbulenz bilden kann. Daraus resultiert ein erhöhter Strömungswiderstand. Der Effekt wird noch deutlicher, wenn das Profil unter einem Anstellwinkel $\alpha_g > 0^\circ$ angeströmt wird, um Auftrieb zu erzeugen. Wie in Abbildung 2.6 (b) zu sehen ist, führt dies zu einer Vergrößerung des Ablösegebiets. Dabei steigt der Widerstand an, der Auftrieb bleibt allerdings gering. Ohne Strömungskontrolle ist dieses Profil somit nicht zur effizienten Auftriebserzeugung geeignet.

Dies ändert sich grundlegend mit der Anwendung aktiver Strömungskontrolle. Dafür wird die Hinterkante so modifiziert, dass auf Profiler- und -unterseite ein wandparalleler Strahl ausgeblasen werden kann. Mit diesem wird der Grenzschicht zusätzliche Energie zugeführt, wodurch die Strömungablösung mit steigender Ausblasegeschwindigkeit reduziert oder verhindert werden kann (vgl. Abb. 2.6 (c)). Dieses Prinzip wird für die Strömung mit Anstellwinkel $\alpha_g > 0^\circ$ noch wirkungsvoller. Wie in Abbildung 2.6 (d) zu erkennen ist, folgt die Strömung nun der Profilerseite bis zu Hinterkante und strömt mit der Ausblasung glatt vom Profil ab.

Bei der gezeigten Strömungskontrolle durch Ausblasung werden zwei Betriebsbereiche unterschieden. Diese sind abhängig von der Strahlgeschwindigkeit und damit der zugeführten Energie [79]. Unterschieden wird zwischen Grenzschichtkontrolle und Zirkulationskontrolle. In Abbildung 2.7 ist der erreichbare Auftriebsbeiwert eines Profils mit aktiver Strömungskontrolle bei Variation der zugeführten Energie skizziert. Die Energiezufuhr wird von dem Impulsbeiwert c_μ angegeben, der den Impulsfluss der Ausblasung $\dot{m}_{Jet} U_{Jet}$ ins Verhältnis zum Staudruck der freien Anströmung q_∞ multipliziert mit der Flügelfläche S_{ref} setzt [166]. Für die in dieser Arbeit relevanten Betrachtungen von zweidimensionalen Flügelprofilen lässt sich der Impulsbeiwert anhand von Formel 2.2 aus der Integration des spezifischen Impulsflusses der Ausblasung $\rho_{Jet} U_{Jet}^2$ über die Höhe des Ausblasespaltes h_{Jet} berechnen. Normiert wird dann mit dem Produkt aus Staudruck der freien Strömung q_∞ mit der Sehnenlänge des Profils c .

$$c_\mu = \frac{\dot{m}_{Jet} U_{Jet}}{q_\infty S_{ref}} = \frac{\int_{h_{Jet}} \rho_{Jet} U_{Jet}^2 dh}{\frac{1}{2} \rho_\infty U_\infty^2 c} \quad (2.2)$$

Für die Unterscheidung zwischen Grenzschicht- und Zirkulationskontrolle ist der Gradient $\frac{dc_\mu}{dc}$ entscheidend. Im Bereich der Grenzschichtkontrolle wird die zusätzliche Energie der Ausblasung genutzt, um Strömungablösungen zu ver-

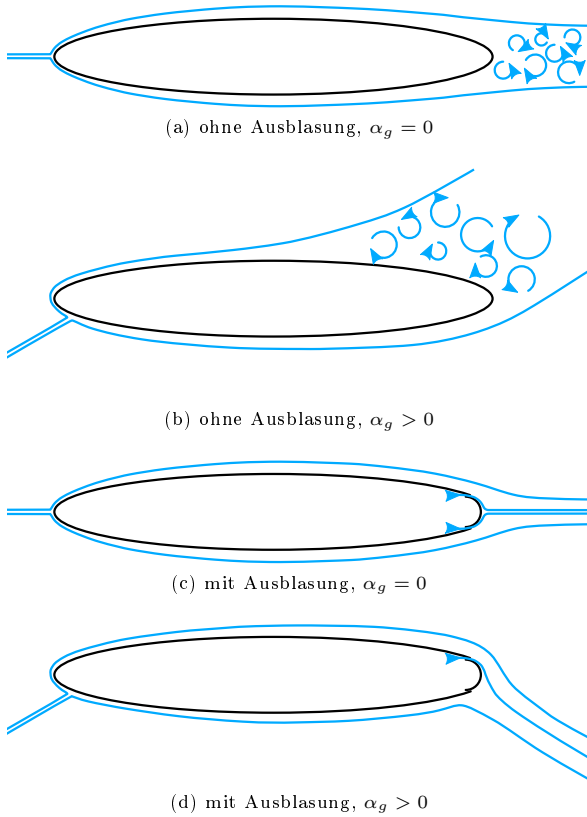


Abbildung 2.6: Darstellung der Funktionsweise aktiver Zirkulationskontrolle an einem elliptischen Profil mit und ohne Anstellwinkel

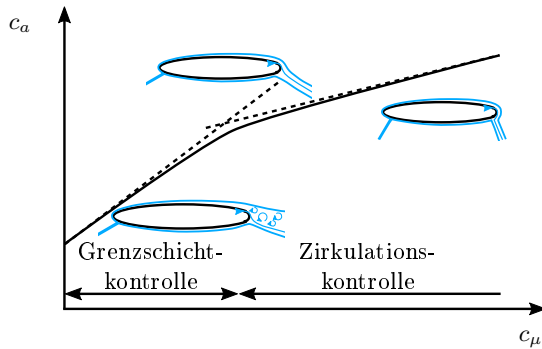


Abbildung 2.7: Bereiche der Grenzschicht- und Zirkulationskontrolle in Abhängigkeit des Impulskoeffizienten c_μ bei konstantem Anstellwinkel α

ringern. Der starke Gradient $\frac{dc_a}{dc_\mu}$ zeigt, dass dies mit einem hohen Wirkungsgrad geschieht. Abhängig von Anstellwinkel, Profildesign und Anströmbedingungen liegt die Strömung oberhalb eines bestimmten Impulsbeiwerts am gesamten Profil an. Mit einer weiteren Erhöhung der Energiezufuhr auf der Saugseite des Profils steigt der Auftriebsbeiwert weiter an, jedoch langsamer als im Bereich der Grenzschichtkontrolle. Hier wird genutzt, dass der hintere Staupunkt weiter auf die Druckseite des Profils verschoben wird. Damit erhöht sich die Zirkulation und auch der vordere Staupunkt wandert weiter auf die Profilunterseite. Im Fall eines Profils mit spitzer Hinterkantenklappe erzeugt der zusätzliche nach unten gerichtete Impuls beim glatten Abströmen von der Hinterkante einen vergleichbaren Effekt.

Ein großer Vorteil des elliptischen Profils liegt darin, dass keine Klappenmechanik benötigt wird. Dies führt zu einer Reduktion des konstruktiven Aufwands und ermöglicht Gewichtseinsparungen. Allerdings wird zusätzlich das Kompressorsystem zur Druckluftversorgung benötigt, welches in der Gesamtmasse berücksichtigt werden muss. Dazu kommt, dass die Ausblasung in jeder Flugphase aktiv sein muss, um einen erhöhten Widerstand zu vermeiden [132]. In dieser Arbeit wird daher das in Abbildung 2.5 gezeigte Profil verwendet. Die Hinterkantenklappe öffnet nur im ausgeschlagenen Zustand einen Spalt für die Ausblasung. Im Reiseflug ergibt sich mit eingefahrener Klappe ein klassisches Tragflügelprofil mit glatter Oberfläche. Zur weiteren Verbesserung der Hochauftriebs Eigenschaften wird die Profilnase spaltlos verformt. Mit diesem Konzept, bekannt als Droopnose, kann eine deutliche Steigerung des maximalen Auftriebsbeiwerts erreicht werden [21]. Die Wirkung ist dabei vergleichbar mit der eines klassischen Slat.

Akustische Quellen

Mit dem Einsatz spaltloser Klappensysteme entfallen die Schallquellen aus der komplexen Strömung am Vorflügel. Dafür treten an Profilen mit aktiver Strömungskontrolle neue Quellen auf, die zum Beispiel mit der hohen lokalen Strömungsgeschwindigkeit der Ausblasung zusammenhängen [165]. Eine erste analytische Untersuchung einzelner Quellen wurde von Williams [168] bereits 1978 durchgeführt. Für die Anwendung eines Rotors mit elliptischem Profil mit Zirkulationskontrolle wurden potentielle Quellmechanismen für breitbandigen und tonalen Schall diskutiert. Die tonalen Komponenten beziehen sich dabei auf Effekte aus der Drehbewegung des Rotors, sind also für den in dieser Arbeit angestrebten Anwendungsfall nicht relevant. Die breitbandigen Quellen befassen sich hingegen zum großen Teil mit dem am zweidimensionalen Profil entstehenden Schall:

- Hinterkantenschall: Interaktion von turbulenten Strukturen mit dem Profil am hinteren Staupunkt
- Laminare Instabilitäten in der Grenzschicht des Profils stromauf der Ausblasung
- Ausblasungsschall:
 - Strahlmischungsschall
 - Interaktion des Strahls mit der Hinterkante des Profils
 - Interaktion des Strahls mit der gekrümmten Oberfläche des Profils
- turbulente Zuströmung
- Strömungsablösung auf der Saugseite des Profils

Von dieser Auflistung sind nicht alle Mechanismen für die Betrachtungen in dieser Arbeit relevant. Zum einen wird kein Schall aus Instabilitäten einer laminaren Grenzschicht betrachtet, da die Transition bereits bei etwa 10% der Profilhöhe erzwungen wird. Zum anderen wird Schallerzeugung aus turbulenter Zuströmung nicht betrachtet. Dieser Fall ist für Rotoren relevant, da die Blätter durch den turbulenten Nachlauf des vorausseilenden Blatts laufen können.

Später wurde von Howe [72] eine tiefer gehende analytische Betrachtung eines ebenfalls elliptischen Profils für einen Tragflügel durchgeführt. Dabei wurden die folgenden Interaktionsmechanismen diskutiert:

- Turbulenz der Ausblasung mit der Lippe der Düse
- stromauf der Ausblasung gebildete Turbulenz mit der Ausblasung
- Turbulenz mit der gekrümmten Oberfläche hinter der Ausblasung

- Ablösung der turbulenten Strömung vom Profil am hinteren Staupunkt

Diese unterscheiden sich in ihrer Charakteristik deutlich voneinander. So ist der mit der Ausblasung verbundene Schall im hochfrequenten Bereich dominant, während der Ablösungsschall vor allem bei niedrigen Frequenzen relevant ist. Die Interaktion der stromauf gebildeten Grenzschicht mit der Ausblasung und der gekrümmten Profilkontur liegt dazwischen im mittleren Frequenzbereich.

Führt man die Analysen von Williams und Howe auf grundlegende Quellmechanismen zurück erhält man diese Liste:

- Ablösungsschall
- Krümmungsschall
- Strahlmischungsschall

Dabei vereinigt der Ablösungsschall alle Quellen, bei denen sich turbulente Strukturen von der Profiloberfläche lösen. Diese können sowohl bei Grenzschichtablösungen als auch dem Abfließen an der Hinterkante des Profils (dem klassischen Hinterkantenschall) oder der Lippe der Düse auftreten. Krümmungsschall tritt hingegen überall auf, wo turbulente Strukturen der gekrümmten Oberfläche des Profils folgen. Der Strahlmischungsschall analog zu dem Mischungsschall freier Turbulenz hinter Jettriebwerken auf. Im Fall der Strömungskontrolle hat er mit geringer Höhe und großer spannweitisger Ausdehnung eine andere Geometrie als die übliche Rotationssymmetrie an Triebwerken. Die physikalischen Prinzipien der Schallerzeugung sind jedoch die gleichen [8].

Mit der Rückführung auf drei elementare Quellmechanismen lassen sich die Ergebnisse von Williams und Howe auf das in dieser Arbeit betrachtete Hochauftriebsprofil mit Hinterkantenklappe übertragen. Damit ergeben sich die folgenden potenziellen akustischen Quellen:

- Ablösungsschall
 - lokale Strömungsablösung im Knick der Druckseite am Klappenknie
 - Interaktion der turbulenten Grenzschicht auf der Saugseite mit der Düse der Ausblasung
 - Interaktion des turbulenten Strahls mit dem Auslass der Ausblasung
 - klassischer Hinterkantenschall an der Klappe
- Krümmungsschall
 - turbulenter Strahl
 - turbulente Grenzschicht der Saugseite

- Strahlmischungsschall

Basierend auf dieser Liste werden in Kapitel 3 einzelne Mechanismen in den Simulationen dargestellt und erläutert.

2.3 Aeroakustische Schallminderungsmaßnahmen

In Kapitel 1 wurde bereits ein Einblick in das Themengebiet der aeroakustischen Schallminderungsmaßnahmen gegeben. In den folgenden Abschnitten werden detaillierter unterschiedliche Ansätze präsentiert und erläutert. Aus Abschnitt 2.2 ist bekannt, dass beim Start die Triebwerke eine dominante Schallquelle darstellen. Hier wurde mit der Einführung von Triebwerken mit großen Bypassverhältnissen bereits eine deutliche Geräuschreduktion erreicht. Diese basiert auf der reduzierten Strahlgeschwindigkeit hinter dem Triebwerk (vgl. Skalierung aus Abschnitt 2.1.1). Bei der Landung hingegen spielen weitere Quellen, zum Beispiel am Hochauftriebssystem oder dem Fahrwerk eine wichtige Rolle. Zur Reduktion der Schallentstehung werden aktuell zwei unterschiedliche Ansätze verfolgt. Zum einen werden grundlegend neue Flugzeugentwürfe betrachtet, bei denen die akustischen Aspekte im Entwurf berücksichtigt werden [60, 168]. In diesem Kontext ist die vorliegende Arbeit zu sehen [131]. Zum anderen wird die Nachrüstung bestehender Flugzeuge betrachtet. Dabei handelt es sich vor allem um Verkleidungen und Änderungen am Hochauftriebssystem [34]. Die Effizienz solcher Maßnahmen wurde bereits erfolgreich in Flugversuchen untersucht [35, 83, 170]

In den beiden folgenden Abschnitten werden Beispiele zur Reduktion des Hochauftriebsgeräusches präsentiert. Dabei werden Vor- und Nachteile unterschiedlicher Konfigurationen erläutert. Daraus ergibt sich der Kontext für das in dieser Arbeit untersuchte Hochauftriebsprofil mit aktiver Strömungskontrolle. Anschließend wird auf Möglichkeiten der Schallreduktion an turbulent überströmten spitzen Hinterkanten eingegangen.

2.3.1 Hochauftriebsschall

In Abschnitt 2.2.1 wurde gezeigt, dass der Slat eines konventionellen Hochauftriebssystems eine dominante Schallquelle sein kann. Zur Reduktion wurden unterschiedliche Ansätze verfolgt, von denen in Abbildung 2.8 einige exemplarisch skizziert sind [128].

Eine relativ einfach zu realisierende Modifikation des Hochauftriebssystems stellt die Anpassung der Position des Slat im ausgefahrenen Zustand dar. Klassischerweise wird diese auf aerodynamische Leitung, sprich Auftriebs- und Widerstandsbeiwert, optimiert. Unter Berücksichtigung der Akustik lassen sich mit gewissen aerodynamischen Einbußen ($c_{a,max} - 4\%$) sehr gute Resultate bezüglich der Lärmreduktion erreichen (10 dB). Diese Maßnahme beruht vor

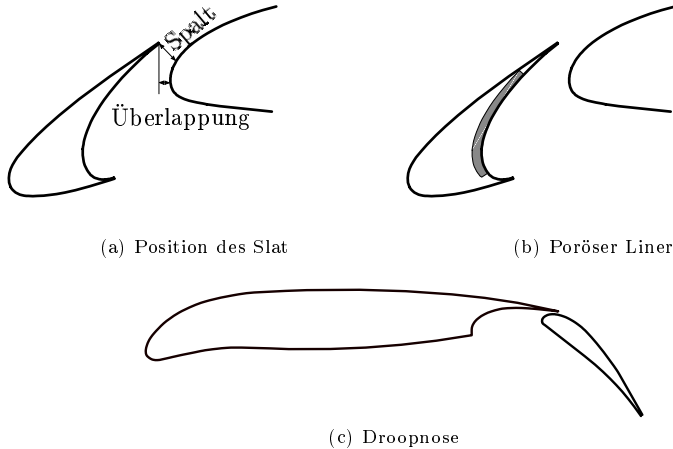


Abbildung 2.8: Aeroakustisch motivierte Modifikationen zur Reduzierung des Vorflügelgeräuschs konventioneller Hochauftriebssysteme

allen auf der Reduktion der lokalen Strömungsgeschwindigkeiten im Kanal zwischen Slat und Hauptelement.

Neben der Minderung der akustischen Quelle kann auch absorbierendes Material wie ein poröser Liner in den Slat integriert werden (vgl. Abb. 2.8 (b)). Damit lässt sich eine breitbandige Reduktion des Fernfeldschalls von etwa 3 dB erreichen. Vorteil dieser Methode ist, dass sie unabhängig von Anpassungen der Slatposition ist und somit zusätzlich angewendet werden kann. Aus aerodynamischer Perspektive ist der Liner unproblematisch, da er die Strömung nicht wesentlich beeinflusst. Darüber hinaus kann auch die spitze Hinterkante aus einem porösen Material gestaltet werden [82]. Damit wird die Schallentstehung reduziert, analog zur im folgenden Abschnitt präsentierten Anwendung an einem einfachen Tragflügelprofil.

Eine radikalere Modifikation besteht darin, auf den klassischen Slat zu verzichten. In Abschnitt 2.2.1 wurde erläutert, dass der Slat erheblich zum erreichbaren Auftriebsbeiwert beiträgt. Um die aerodynamischen Nachteile durch Weglassen des Slat zumindest teilweise zu kompensieren, wird das Profil mit einer abgesenkten Nase (Droopnose) ausgestattet. Damit wird der Auftriebsverlust verglichen mit einer Konfiguration ohne Nasenmodifikation um 50% reduziert. Auf akustischer Seite erreichte diese Konfiguration eine Schallreduktion im Fernfeld von etwa 8 dB.

Aus den vorangehenden Untersuchungen wird deutlich, dass Modifikationen des Slat zur Reduktion des Hochauftriebsgeräuschs beitragen können. Häufig

wird dieser Vorteil jedoch mit einer verringerten aerodynamischen Leistung erkauft. Um diesen Nachteil zu vermeiden, können aktive Hochauftriebssysteme eingesetzt werden. In einem ersten experimentellen Ansatz wurde dies bereits bestätigt [127].

2.3.2 Hinterkantenschall

Neben der aeroakustischen Optimierung von Hochauftriebssystemen werden unterschiedliche Ansätze zur Verringerung des an spitzen Hinterkanten von Tragflügelprofilen entstehenden Schalls verfolgt. Auch solche, nach dem Stand der Technik nicht dominanten Quellmechanismen, müssen betrachtet werden, um die Ziele zur Reduktion der Schallemission von Flugzeugen zu erreichen [59]. Darüber hinaus ist in anderen Anwendungsgebieten, wie zum Beispiel an Windenergieanlagen, der Hinterkantenschall eine dominante akustische Quelle [122].

Die Reduktion von Hinterkantenschall an Profilen mit spitzer Hinterkante kann auf unterschiedliche Arten erfolgen. Auf der einen Seite gibt es aktive Systeme, die mit dem lokalen Ausblasen [56, 153] oder Absaugen [14] von Strömung durch die Profilloberfläche arbeiten. Dabei wird die Turbulenz in der Grenzschicht des Profils beeinflusst und damit direkt der Schallentstehungsmechanismus. Diese Systeme sind allerdings von einer Energiezufuhr abhängig. Auf der anderen Seite gibt es die Möglichkeit passive Schallminderungsmaßnahmen einzusetzen. Diese können auf unterschiedlichen Wirkprinzipien basieren, wie der Beeinflussung der Turbulenz in der Grenzschicht oder der Modifikation der Schallerzeugung an der Profilhinterkante. Einige Beispiele finden sich in der folgenden Auflistung, die im Anschluss detaillierter besprochen werden.

- optimierter Profilentwurf
- Grenzschichtzäune
- Finlets
- Serrations
- Bürsten
- poröse Hinterkanten

Bereits bei der Profilauslegung können aeroakustische Aspekte berücksichtigt werden. So hat die Kontur einen direkten Einfluss auf die lokale Beschleunigung der Strömung. Diese Beschleunigungen wirken sich direkt auf die Turbulenz der Grenzschicht aus, die an der Hinterkante für die Schallerzeugung verantwortlich ist. Mit einem auch unter akustischen Aspekten getriebenen Profilentwurf lässt sich so der Hinterkantenschall in der Größenordnung von 1 bis 4 dB reduzieren, ohne die aerodynamische Leistung zu verringern [65, 123, 133].

Auch an bereits bestehenden Profilen lassen sich aeroakustische Maßnahmen zur Reduktion des Hinterkantenschalls realisieren. Dabei kann etwa stromauf der Hinterkante die Entwicklung der turbulenten Grenzschicht beeinflusst werden. So erreichen Grenzsichtzäune eine Verringerung der Größe der Turbulenzwirbel. Entsprechend der in Abschnitt 2.1 vorgestellten Theorie findet die Umwandlung in Schall bei kleineren turbulenten Strukturen weniger effizient statt. Untersuchungen haben gezeigt, dass so Schallreduktionen von bis zu 10 dB erreicht werden können [6, 25, 26].

Die bis hier erläuterten Reduktionsmechanismen basieren auf dem Prinzip der Strömungskontrolle. Darüber hinaus kann die Umsetzung von kinetischer in akustische Energie durch angepasste Gestaltung der Profilhinterkante beeinflusst werden. Ein prominentes Beispiel dafür sind Serrations (vgl. Abb. 1.3) [107]. Die damit erreichte Schallreduktion wird auf zwei unterschiedliche Wirkungen zurückgeführt. Zum einen ist nach der analytischen Herleitung die Schallintensität im Fernfeld nur von der Strömungskomponente normal zur Hinterkante abhängig [70]. Dagegen steht eine lineare Zunahme der Intensität mit der durch die Zahnung vergrößerten Kantenlänge. Dieser Effekt spielt allerdings eine untergeordnete Rolle. Zum anderen erfolgt durch die Serrations ein gradueller Druckausgleich über die Länge der Aussparungen. Damit wird die Impedanzunstetigkeit der Hinterkante entschärft und ebenfalls eine Schallreduktion erreicht. Zum geometrischen Design der Serrations gibt es eine Vielzahl an experimentellen und numerischen Untersuchungen [161].

Auf der Entschärfung des Impedanzsprungs über der Profilhinterkante durch eine gewisse Durchlässigkeit basieren weitere Schallreduktionsansätze [71]. Beispiele dafür sind der Einsatz von porösen Materialien oder geschlitzten Hinterkanten bzw. Bürstenverlängerungen der Hinterkante. Letztere lassen sich als eng gestaffelte Serrations betrachten. Darüber hinaus werden elastische Hinterkanten betrachtet, die durch Verformungen den unstetigen Verlauf der Impedanz an der Hinterkanten glätten. Sowohl für die elastischen als auch strömungsdurchlässigen Hinterkanten gibt es analytische Betrachtungen. Diese führen meist auf eine im Vergleich zum Hinterkantenschall veränderten Geschwindigkeitsskalierung mit höherer Potenz [15, 70, 76, 95]. In Experimenten konnte eine Veränderung der Skalierung jedoch nicht bestätigt werden [64]. Davon abgesehen finden sich zahlreiche positive aeroakustische Untersuchungen von strömungsdurchlässigen Hinterkanten. Dabei konnte sowohl numerisch als auch experimentell bestätigt werden, dass für die Schallreduktion die Kommunikation zwischen Profilober- und -unterseite notwendig ist [52, 140].

2.4 Numerisches Konzept

Die in dieser Arbeit durchgeführten aeroakustischen Analysen basieren auf numerischen Simulationen. Unter dem Begriff der numerischen Aeroakustik (auch: Computational Aeroacoustics - CAA) lassen sich eine Vielzahl von

Verfahren zusammenfassen [47]. Neben den im Folgenden betrachteten volumenaufgelösten Verfahren werden zum Beispiel auch Randelementemethoden (Boundary Element Method - BEM) eingesetzt [136].

Eine der Herausforderungen der numerischen Aeroakustik liegt in den unterschiedlichen Skalen der Strömung und der Akustik. So sind in der Akustik mit der Wellenlänge des Schalls deutlich größere Längenskalen aufzulösen als bei der Berechnung einer turbulenten Strömung. Dafür liegen die akustischen Schalldrücke und -schnellen bei deutlich kleineren Größenordnungen als die turbulenten Schwankungen [31]. Dazu kommt, dass bei turbulenten Strömungen mit kleiner Machzahl (typischerweise $Ma < 0,3$) häufig Kompressibilitätseffekte vernachlässigt werden können. Dies ist bei Berechnungen von akustischen Wellen aufgrund der kompressiblen Natur nicht möglich. Diese Unterschiede machen es sehr rechenaufwändig, beide Domänen simultan zu betrachten [89]. Daher besteht ein häufig gewählter Ansatz in der CAA darin, die Strömungsberechnung von der Akustik zu trennen. Dies erfolgt zum Beispiel dadurch, dass mit einer instationären Grobskalensimulation (Large Eddy Simulation - LES) das inkompressible turbulente Strömungsfeld berechnet wird, aus dem anschließend mittels aeroakustischer Analogie wie der Ffowcs-Williams-Hawking Extrapolation das an einer gegebenen Mikrofonposition gemessene Schallfeld ermittelt wird [54, 102]. Dieser Ansatz reduziert den Aufwand deutlich. Eine weitere Reduktion des Rechenaufwands ist mit der Anwendung eines hybriden CFD-CAA Verfahrens möglich, wie es auch in dieser Arbeit zum Einsatz kommt [50]. Dabei wird zunächst die Strömungssimulation mit einem (U)RANS-Verfahren ((Unsteady) Reynolds-Averaged Navier-Stokes) mit einem Turbulenzmodell durchgeführt. Die Informationen aus dem Strömungsfeld mit der Turbulenzstatistik werden anschließend genutzt, um im instationären CAA-Verfahren (nicht-)lineare Störungsgleichungen der akustischen Schwankungsgrößen zu lösen. Dazu müssen die turbulenten Quellen basierend auf der stationären Statistik aus der RANS-Simulation rekonstruiert werden [44]. Ein großer Vorteil dieses hybriden Ansatzes besteht darin, dass zweidimensionale Simulationen durchgeführt werden können, die bei der LES aufgrund der dreidimensionalen Natur der Turbulenz nicht möglich sind. Damit wird ein geringer numerischer Aufwand erreicht, der die für diese Arbeit durchgeführten Parameterstudien in den Kapiteln 3 und 4 ermöglicht.

2.4.1 Grundgleichungen

An dieser Stelle werden die für diese Arbeit relevanten Grundgleichungen der CAA vorgestellt. Entsprechend des hybriden CFD-CAA Ansatzes wird in allen Notationen zwischen den Größen der zeitlich konstanten Strömung φ^0 und denen der akustischen Schwankungen φ' unterschieden. Dabei sind die akustischen Größen um Größenordnungen kleiner als die Strömungsgrößen. Dieser Unterschied wird genutzt, indem die akustischen Grundgleichungen in linearisierter Form verwendet werden. Zudem spielen viskose Effekte bei der

Betrachtung der Akustik in der Regel keine relevante Rolle und können somit vernachlässigt werden [31]. Beide Annahmen führen von den vollständigen Navier-Stokes Gleichungen auf die Linearisierten Eulergleichungen (LEE) in Störungsform (Gleichungen 2.3-2.5 mit Dichte ρ , statischem Druck p , Geschwindigkeitskomponenten u_i und Quelltermen S).

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + u_i^0 \frac{\partial \rho'}{\partial x_i} + u_i' \frac{\partial \rho^0}{\partial x_i} + \rho^0 \frac{\partial u_i'}{\partial x_i} + \rho' \frac{\partial u_i^0}{\partial x_i} = S_\rho \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial u_i'}{\partial t} + u_j^0 \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + u_j' \frac{\partial u_i^0}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho^0} \frac{\partial p'}{\partial x_i} - \frac{p'}{\rho^0 \rho^0} \frac{\partial \rho^0}{\partial x_i} = S_{u,i} \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + u_i^0 \frac{\partial p'}{\partial x_i} + u_i' \frac{\partial p^0}{\partial x_i} + \gamma \left(p^0 \frac{\partial u_i'}{\partial x_i} + p' \frac{\partial u_i^0}{\partial x_i} \right) = S_p \quad (2.5)$$

Neben den LEE kommen in dieser Arbeit auch die Akustischen Störungsgleichungen (Acoustic Perturbation Equations - APE) [42] zum Einsatz. Diese sind von den LEE abgeleitet und zeichnen sich dadurch aus, dass Wirbelmoden nicht ausbreitungsfähig sind. Dies wird erreicht, indem die durch den linearisierten Lambvektor \mathbf{L}' (Gleichung 2.6) beschriebenen Wirbelmoden direkt als Quelle auf der rechten Seite der Impulsgleichungen vorgeschrieben werden. Die Kontinuitäts- und Energiegleichung entsprechen dabei denen der LEE. Zu den APE gibt es unterschiedliche Formulierungen. In dieser Arbeit kommt die entweder als APE-5 oder LPE (Linear Perturbation Equations) bezeichnete zum Einsatz.

$$\mathbf{L}' = -\epsilon_{ijk} [\omega_j^0] [u_k'] - \epsilon_{ijk} [\omega_j'] [u_k^0] \quad (2.6)$$

2.4.2 Volumengemittelte Modellierung poröser Materialien

Ein Ziel dieser Arbeit ist es, die aeroakustische Wirkung von porösen Materialien zu simulieren. Dies soll zum einen detaillierte Einblicke in die Mechanismen der Schallerzeugung und Schallreduktion ermöglichen. Zum anderen wird angestrebt, über Parameterstudien Hinweise auf aus aeroakustischer Sicht optimale Materialeigenschaften zu finden. Dazu wird eine Methode mit relativ kurzer Rechenzeit benötigt.

Wie in Abbildung 2.9 zu sehen ist, liegen die Porengrößen von in dieser Arbeit betrachteten Materialien in einer Größenordnung von wenigen Millimetern und darunter [159]. Mithilfe aktueller Rechenverfahren und dem Einsatz von Großrechnern ist es möglich, diese Strukturen numerisch aufzulösen und somit auf eine Modellierung zu verzichten. Der Ansatz ist allerdings sehr zeitintensiv, sodass nur ausgewählte Konfigurationen simuliert werden können [89]. Für die angestrebten Parameterstudien mit verschiedenen Materialien ist diese Herangehensweise somit nicht geeignet.

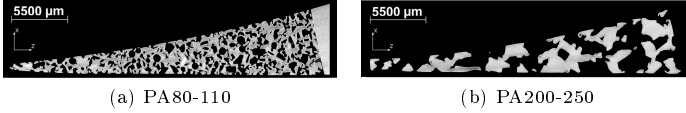


Abbildung 2.9: CT-Scans von untersuchten Profilhinterkanten aus unterschiedlich feinen porösen Materialien [159]

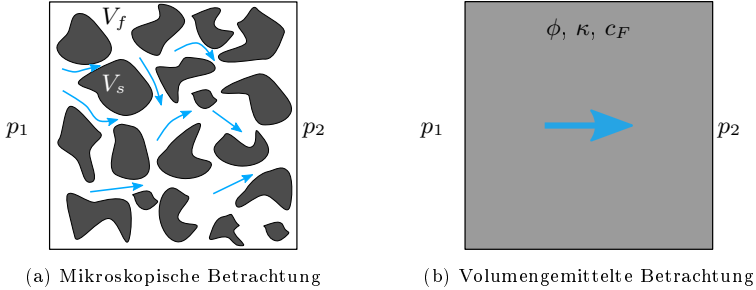


Abbildung 2.10: Skizze der Durchströmung eines porösen Materials hervorgerufen durch einen Druckgradienten ($p_1 > p_2$)

Um auf die Auflösung der feinen Struktur verzichten zu können, wurde von Faßmann *et al.* [53] ein Satz volumengemittelter Grundgleichungen hergeleitet. Diese beinhalten im Vergleich zu den regulären Grundgleichungen in Form der LEE zusätzlich Terme, die das poröse Material beschreiben. Das Prinzip ist in Abbildung 2.10 dargestellt. Dabei wird das poröse Material mittels geeigneter Parameter modelliert. Diese sind:

- Porosität ϕ
- Permeabilität κ
- Forchheimerkoeffizient c_F

Bei der Porosität handelt es sich um das Verhältnis des Fluidvolumens (V_f , siehe Abb. 2.10 (a)) zum Gesamtvolumen ($V_g = V_s + V_f$) eines gegebenen porösen Materials (2.7). Die Porosität ist also ein Maß dafür, dass der effektive Querschnitt für die Durchströmung eines porösen Materials reduziert ist.

$$\phi = \frac{V_f}{V_g} = \frac{V_f}{V_s + V_f} \quad (2.7)$$

Zusätzlich zu der geometrischen Größe der Porosität werden die Permeabilität κ und der Forchheimerkoeffizient c_F verwendet. Diese modellieren den Durchströmungswiderstand des porösen Materials. Dieser lässt sich physikalisch mit zwei Mechanismen beschreiben. Für langsame Strömungen ist der von viskosen Effekten dominierte Widerstand proportional zur Strömungsgeschwindigkeit. Beschrieben wird er durch das Darcy-Gesetz (Gleichung 2.8) [29], das die von einem Druckgradienten $\frac{\partial p}{\partial x_i}$ hervorgerufene volumengemittelte Durchströmungsgeschwindigkeit $[u_i]$ angibt. Sobald sich bei höheren Geschwindigkeiten Turbulenz bildet, wächst der Widerstand an. Aufgrund dieser Beobachtung wurde das Darcy-Gesetz von Forchheimer um einen Term erweitert, der quadratisch von der Strömungsgeschwindigkeit abhängt (Gleichung 2.9). [55].

$$\frac{\partial p}{\partial x_i} = -\phi \frac{\mu}{\kappa} [u_i] \quad (2.8)$$

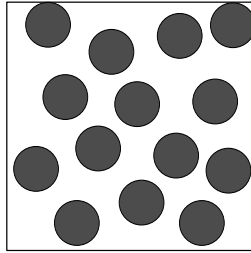
$$\frac{\partial p}{\partial x_i} = -\phi \frac{\mu}{\kappa} [u_i] - \phi^2 \frac{c_F}{\sqrt{\kappa}} \rho [u_i]^2 \quad (2.9)$$

Mit den drei Parametern (ϕ , κ , c_F) lassen sich auch komplexe poröse Materialien beschreiben. Dies schließt sich über das Volumen des porösen Körpers ändernde und richtungsabhängige Eigenschaften ein. Wie sich diese auswirken können, ist in Abbildung 2.11 dargestellt. Gezeigt ist neben einer vereinfachten Darstellung eines porösen Materials (Abb. 2.11 (a)) analog zu Abbildung 2.10 (a) ein Beispiel für ein Material mit richtungsabhängigem Durchströmungswiderstand (Anisotropie, Abb. 2.11 (b)) und ein Beispiel mit lokal veränderter, inhomogener Porosität (gradiertes Material, Abb. 2.11 (c)).

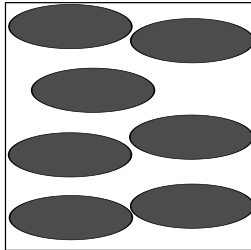
Zur Modellierung anisotroper Materialeigenschaften werden die Widerstandsparameter κ und c_F als symmetrische Tensoren modelliert (2.10) [103, 162]. Für die Kopplungsterme neben der Hauptdiagonalen gilt somit $\kappa_{ij} = \kappa_{ji}$ und $c_{F,ij} = c_{F,ji}$ für $i \neq j$. Häufig kann sogar davon ausgegangen werden, dass die Kopplungsterme klein gegen die Elemente der Hauptdiagonalen sind. Für die Betrachtung von inhomogenen Materialien ergeben sich in der Herleitung der Grundgleichungen zusätzliche Gradiententerme mit $\frac{\partial \phi}{\partial x_i}$.

$$\kappa = \begin{pmatrix} \kappa_{xx} & \kappa_{xy} & \kappa_{xz} \\ \kappa_{yx} & \kappa_{yy} & \kappa_{yz} \\ \kappa_{zx} & \kappa_{zy} & \kappa_{zz} \end{pmatrix} \quad c_F = \begin{pmatrix} c_{f,xx} & c_{f,xy} & c_{f,xz} \\ c_{f,yx} & c_{f,yy} & c_{f,yz} \\ c_{f,zx} & c_{f,zy} & c_{f,zz} \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

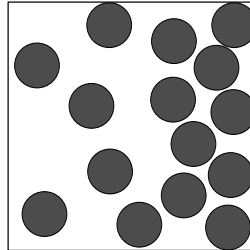
Die Gleichungen (2.11) bis (2.13) zeigen die homogenen Linearisierten Eulergleichungen (LEE) wie sie aus der Herleitung in Anhang A in Störungsformulierung mit Volumenmittelung folgen. Die Dichte ρ und der Druck p tauchen dabei als intrinsisch gemittelte und die Geschwindigkeiten $[u_i]$ als Favre-gemittelte Größen auf (Anhang A). Damit unterscheiden sich die gezeigten Gleichungen von den herkömmlichen LEE nur durch den Darcy- und den Forchheimerterm in den Impulsgleichungen (2.4) sowie den Gradiententermen in allen Gleichungen.



(a) Homogenes und isotropes Material



(b) Anisotropes Material



(c) Inhomogenes Material

Abbildung 2.11: Vereinfachte Darstellung verschiedener poröser Materialien

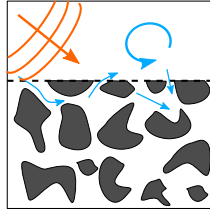
$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho'}{\partial t} + [u_i^0] \frac{\partial \rho'}{\partial x_i} + [u_i'] \frac{\partial \rho^0}{\partial x_i} + \rho^0 \frac{\partial [u_i']}{\partial x_i} + \rho' \frac{\partial [u_i^0]}{\partial x_i} - \dots \\ - \underbrace{\phi \left(\rho^0 [u_i'] + \rho' [u_i^0] \right) \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{1}{\phi}}_{\text{Gradiententerm}} = 0 \end{aligned} \quad (2.11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial [u_i']}{\partial t} + [u_j^0] \frac{\partial [u_i']}{\partial x_j} + [u_j'] \frac{\partial [u_i^0]}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho^0} \frac{\partial p'}{\partial x_i} - \frac{p'}{\rho^0 \rho^0} \frac{\partial p^0}{\partial x_i} + \dots \\ + \underbrace{\phi \frac{\nu}{\kappa} \delta_{ij} [u_j']}_{\text{Darcyterm}} + \underbrace{\phi^2 \frac{c_F}{\sqrt{\kappa}} \sqrt{[u_k^0][u_k^0]} [e_i^0 e_j^0 + \delta_{ij}] [u_j']}_{\text{Forchheimerterm}} - \dots \\ - \underbrace{\phi \frac{p'}{\rho^0} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{1}{\phi}}_{\text{Gradiententerm}} = 0 \end{aligned} \quad (2.12)$$

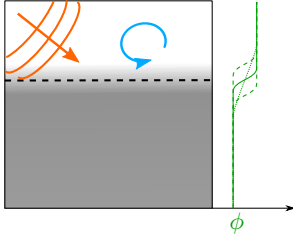
$$\begin{aligned} \frac{\partial p'}{\partial t} + [u_i^0] \frac{\partial p'}{\partial x_i} + [u_i'] \frac{\partial p^0}{\partial x_i} + \gamma \left(p^0 \frac{\partial [u_i']}{\partial x_i} + p' \frac{\partial [u_i^0]}{\partial x_i} \right) - \dots \\ - \underbrace{\phi \left(p^0 [u_i'] + p' [u_i^0] \right) \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{1}{\phi}}_{\text{Gradiententerm}} = 0 \end{aligned} \quad (2.13)$$

Wie zuvor erläutert, werden die APE (in Form der APE-5 bzw. LPE) durch Umformung der Impulsgleichungen direkt aus den LEE hergeleitet. Die volumengemittelten Gleichungen ergeben sich analog. Die Kontinuitäts- und Energiegleichung können direkt übernommen werden und in den Impulsgleichungen bleiben die Zusatzterme zur Behandlung poröser Materialien unangetastet (siehe Gleichung 2.14).

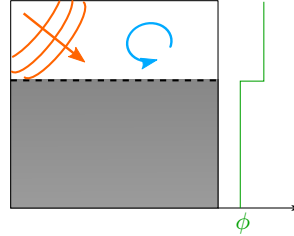
$$\begin{aligned} \frac{\partial [u_i']}{\partial t} + \frac{\partial [u_k^0][u_k']}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho^0} \frac{\partial p'}{\partial x_i} - \frac{p'}{\rho^0 \rho^0} \frac{\partial p^0}{\partial x_i} + \dots \\ + \underbrace{\phi \frac{\nu}{\kappa} \delta_{ij} [u_j']}_{\text{Darcyterm}} + \underbrace{\phi^2 \frac{c_F}{\sqrt{\kappa}} \sqrt{[u_k^0][u_k^0]} [e_i^0 e_j^0 + \delta_{ij}] [u_j']}_{\text{Forchheimerterm}} - \dots \\ - \underbrace{\phi \frac{p'}{\rho^0} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{1}{\phi}}_{\text{Gradiententerm}} = \dots \\ = - \underbrace{\epsilon_{ijk} [\omega_j^0][u_k'] - \epsilon_{ijk} [\omega_j'] [u_k^0]}_{\text{linearisierter Lambvektor}} \end{aligned} \quad (2.14)$$



(a) Mikroskopische Betrachtung



(b) Volumengemittelte Betrachtung ohne Sprungbedingung



(c) Volumengemittelte Betrachtung mit Sprungbedingung

Abbildung 2.12: Darstellung unterschiedlicher Modellierungen der Ränder poröser Materialien

2.4.3 Modellierung der Ränder poröser Materialien

Mit dem gezeigten Ansatz der Volumenmittelung lassen sich beliebige poröse Materialien darstellen. Nicht besprochen wurde die Modellierung der Ränder der porösen Materialien. Diese stellen eine geometrische Unstetigkeit dar, für die eine geeignete Modellierung gefunden werden muss.

Zur Modellierung der Ränder eines porösen Volumens sind in Verbindung mit der Volumenmittelung grundsätzlich zwei Herangehensweisen möglich. Zum einen kann die Mittelung über die Ränder hinaus erfolgen, wodurch diese zu einem graduellen Übergang werden (Abbildung 2.12 (b)). Zum anderen kann ein scharfer Übergang modelliert werden (Abbildung 2.12 (c)), an dem der Verlauf der Strömungsgrößen unstetig werden kann [119].

Beim ersten Ansatz hängt die Länge des Übergangs von der gewählten Mittelungslänge ab. Darüber hinaus muss entschieden werden, ob der Rand des Materials in der Mitte oder auf einer der beiden Seiten des Übergangs liegt. Dies ist mit den unterschiedlichen Verläufen der Porosität dargestellt. Für den Fall, dass der graduelle Übergang über den eigentlichen Rand aus dem porösen Bereich herausragt, kommt es dort zu einer unphysikalischen Beeinflussung von Wirbeln in der eigentlich freien Umströmung. Reicht der Übergang hingen-

gen nur in das poröse Volumen hinein, finden auf akustischer Seite Reflexionen nicht direkt an der eigentlichen Materialoberfläche statt. Daher ist dieser Weg nicht geeignet für die angestrebte aeroakustische Analyse.

Für den zweiten Ansatz ist eine besondere Randbehandlung erforderlich. In der ursprünglichen Formulierung der volumengemittelten Grundgleichungen von Faßmann *et al.* wurde eine stetige Geschwindigkeit $\hat{u}_i = \phi[u_i]$ eingeführt [53]. Diese Größe stellt für den inkompressiblen Fall eine über den unstetigen Rand des porösen Volumens stetige Größe dar. Es kann allerdings auch auf die Einführung dieser Variable verzichtet werden. In dem Fall müssen Sprungbedingungen aufgestellt werden. Dieser Ansatz wurde bei der Modellierung poröser Materialien für RANS Strömungssimulationen verfolgt [118, 120, 121]. Als Sprungbedingungen wurden dabei die klassischen Erhaltungsgrößen

- Massenstrom
- Impuls
- Energie

gewählt. Für die akustischen Sprungbedingungen wurde ein abweichender Gleichungssatz umgesetzt (2.15-2.17) [138]. Die Herleitung der Gleichungen findet sich in Anhang B.

$$\rho' \phi[u_i^0] + \rho^0 \phi[u_i'] = \text{const.} \quad \text{Massenstrom} \quad (2.15)$$

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1} \left(\frac{p'}{\rho^0} - \frac{p^0 \rho'}{(\rho^0)^2} \right) + [u_i^0][u_i'] = \text{const.} \quad \text{Energiestrom} \quad (2.16)$$

$$\frac{p'}{(\rho^0)^\gamma} - \gamma \frac{\rho' p^0}{(\rho^0)^2} = \text{const.} \quad \text{Isentropie} \quad (2.17)$$

2.4.4 PIANO

Die akustischen Simulationen im Rahmen dieser Arbeit wurden mit einem hybriden zweistufigen Rechenverfahren durchgeführt. Für die Strömungssimulation im ersten Schritt kommt das vom DLR entwickelte CFD Verfahren TAU zum Einsatz [143]. Dabei werden die Reynoldsgemittelten Navier-Stokes Gleichungen auf einem hybriden Rechennetz mit einem Finite-Volumen Ansatz gelöst. Im Rahmen des SFB880 wurde am Institut für Strömungsmechanik der TU Braunschweig die Möglichkeit geschaffen, poröse Materialien mit volumengemittelten Gleichungen zu behandeln [119]. Im Zuge dessen wurde auch ein entsprechendes Turbulenzmodell basierend auf dem Reynoldsspannungsmodell (Reynolds stress equation model - RSM) formuliert [119].

Im zweiten Schritt kommt das ebenfalls im DLR implementierte CAA Verfahren PIANO (Perturbation Investigation of Aerodynamic Noise) zum Einsatz [33]. Dieses Finite-Differenzen Verfahren löst auf strukturierten Mult-

blockgittern Gleichungen in Störungsform. Als zu lösende Gleichungen stehen unterschiedliche Typen zur Auswahl:

- Akustische Störungsgleichungen (APE) [42]
- Linearisierte Eulergleichungen (LEE) [49]
- Nichtlineare Eulergleichungen (PENNE) [49]
- Vollständige Navier-Stokes Gleichungen [9]

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden die ersten beiden Gleichungssysteme verwendet. Die vollständigen Navier-Stokes Gleichungen kommen vor allem bei rechenzeitintensiveren Large-Eddy-Simulationen (LES) zum Einsatz [9, 18].

Akustische Quellen

Für die akustischen Simulationen müssen Quellen explizit vorgegeben werden. Dies kann auf unterschiedliche Weisen erfolgen:

- Analytische Startlösung
- Analytische periodische Quelle
- Einkopplung einer externen Quelle

Als analytische Startlösungen können zum Beispiel ein Druckpuls oder ein Wirbel initialisiert werden. Diese werden mit einer wählbaren Stärke und Ausdehnung über eine Gaußverteilung dem Rechengebiet an definierter Stelle vorgegeben [33]. Im Folgenden breiten diese sich dann entsprechend ihrer Charakteristik aus und werden von der Hintergrundströmung transportiert. Die analytischen Quellen sind gut geeignet, Detailuntersuchungen zur Schallreflexion und -erzeugung durchzuführen [139]. Darüber hinaus ist eine Modellierung von turbulenten Strömungen möglich. Hier kommt fRPM (fast Random Particle Mesh Method) [44, 46] als Methode zur Turbulenzrekonstruktion zum Einsatz. Auf das Prinzip wird im nachfolgenden Abschnitt eingegangen. An dieser Stelle wird zunächst die Kopplung mit PIANO erläutert.

Das in Abbildung 2.13 skizzierte Flussdiagramm zeigt den Ablauf des verwendeten hybriden CFD-CAA Verfahrens aus TAU zur Strömungssimulation, fRPM zur Rekonstruktion der akustischen Quellen und PIANO zur Simulation der Schallausbreitung. Neben den mittleren Strömungsgrößen ρ^0, u^0, v^0, p^0 (für den zweidimensionalen Fall) kommen aus dem verwendeten Turbulenzmodell statistische Größen zur Beschreibung der turbulenten Schwankungen hinzu. In dieser Arbeit wurde das Reynolds-Spannungs-Modell (RSM) verwendet, da für dieses Terme zur Behandlung poröser Materialien implementiert sind [119].

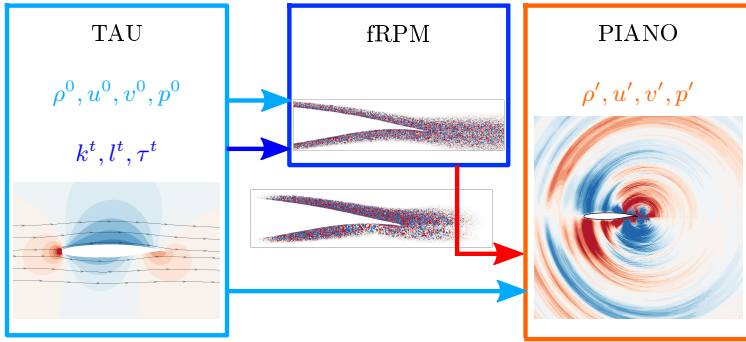


Abbildung 2.13: Flussdiagramm zur Darstellung des hybriden CFD/CAA-Verfahrens mit stochastischer Turbulenzrekonstruktion in fRPM mit Übergabe der **mittleren Strömungsgrößen**, der **Turbulenzstatistik** und der **akustischen Quellen**

Die Übergabe der instationären Quellen von fRPM an PIANO kann auf unterschiedliche Weise erfolgen, abhängig von dem gewählten Quellmodell. Bei der Betrachtung von Strahlmischungsschall aus dem Modell von Tam und Auriault werden die Quellen zum Beispiel direkt an die Energiegleichung der linearisierten Eulergleichungen gekoppelt [113]. Zur Simulation von Interaktionsschall an einem turbulent umströmten Körper gibt es hingegen zwei Möglichkeiten:

- Direkte Vorgabe des Lambvektors \mathbf{L}' an die APE [44]
- Kopplung der Vorticity an die LEE mittels Relaxationsterm [49]

Im ersten Fall wird von fRPM der linearisierte Lambvektor berechnet und als Quellterm in PIANO an die Impulsgleichungen der APE (Gl. 2.14) gekoppelt [134]. Dabei wird genutzt, dass Wirbelmoden in den APE nicht ausbreitungsfähig sind. Ihre Dynamik kann also deterministisch vorgegeben werden. Dies ist bei der Verwendung der LEE nicht der Fall. Stattdessen wird in Gleichung 2.18 ein Relaxationsterm genutzt [49]. Dabei wird zu jedem Zeitschritt das vorhandene Wirbelfeld in PIANO ω'_k mit dem in fRPM ω_k^t (t für target = Zielgröße) verglichen. Der Quellterm für die Impulsgleichung $S_{v,i}$ wird dann über den Relaxationsparameter σ ermittelt. Dieser gibt an, wie stark die Kopplung zwischen fRPM und PIANO ist. Prinzipiell werden je nach Größe des Relaxationsparameters zwei Verfahren unterschieden:

- σ groß: Deterministischer Modus
- σ klein: Forcing Modus

Im deterministischen Modus wird σ im Rahmen eines stabilen Verfahrens so groß wie möglich gewählt (typischerweise $\mathcal{O} = 10^{-4}$). Damit entsprechen die in PIANO auftretenden Turbulenzstrukturen denen aus fRPM [114]. Im forcing Modus wird σ kleiner gewählt, sodass ein Teil der Wirbeldynamik in PIANO bestimmt wird. Hierbei können sich die Strukturen in PIANO und fRPM unterscheiden [116]. In dieser Arbeit wird immer im deterministischen Modus gearbeitet.

$$S_{v,i} = -\epsilon_{ijk} \frac{\partial}{\partial x_j} [\sigma (\omega'_k - \omega_k^t)] \quad (2.18)$$

2.4.5 fRPM

Aus der Strömungssimulation erhält fRPM sowohl die mittleren Strömungsgrößen als auch statistische Größen der Turbulenzbeschreibung. Letztere basieren auf der Energie der turbulenten Schwankungen k^t (bezeichnet als turbulenter kinetischer Energie), ihrer charakteristischen Größe l^t (Längenskala) und einer Konstante, die den zeitlichen Zerfall der turbulenten Strukturen beschreibt (τ^t : Zeitskala). Letztere wird nicht bei allen Quellmodellen berücksichtigt. Bei akustischen Quellen, die auf der Interaktion zwischen einem Körper und der Turbulenz der Umströmung bei kleinen Machzahlen beruhen, spielt der zeitliche Zerfall der turbulenten Strukturen eine untergeordnete Rolle und kann vernachlässigt werden. Dies beruht auf der Taylor-Hypothese (auch bekannt als „frozen turbulence“) [156], nach der die Konvektion der turbulenten Strukturen nur durch die mittlere Strömungsgeschwindigkeit U^0 stattfindet.

Die grundlegende Idee hinter fRPM besteht darin, ein Feld mit stochastisch generiertem weißem Rauschen durch Filtern so zu modifizieren, dass die resultierenden Schwankungen die zwei-Punkt-Statistiken eines turbulenten Felds repräsentieren [41, 44, 47]. Dieser Ansatz wird auch von anderen Verfahren angewendet, die zum Beispiel mit der Überlagerung von Fourier-Moden arbeiten [17] oder eine Randbedingung zum Einfluss turbulenter Strukturen in ein Rechengebiet bereitstellen [84]. Die räumliche Diskretisierung in fRPM beruht auf zwei Ansätzen:

- einzelne Partikel zur Darstellung der turbulenten Wirbel
- kartesisches Hintergrundgitter zur effizienten Filterung und Interpolation auf das CAA-Gitter

Abbildung 2.14 verdeutlicht diese Herangehensweise. Zur Generierung des weißen Rauschens wird jedem Partikel ein Zufallswert zugeordnet. Bei der Betrachtung eingefrorener Turbulenz bleibt dieser konstant. Für die Berücksichtigung des zeitlichen Zerfalls wird dieser mit jedem Zeitschritt mittels einer Langevin-Gleichung variiert. Mit jedem Zeitschritt werden die Partikel entsprechend der auf dem kartesischen Gitter gespeicherten Hintergrundströmung mit

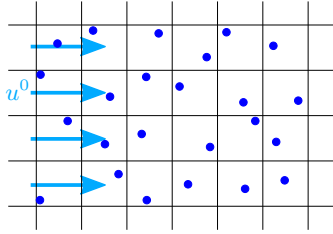


Abbildung 2.14: Räumliche Diskretisierung in fRPM mit kartesischem Hintergrundgitter und den mit der **mittleren Strömung** transportierten **Partikeln** zur Rekonstruktion der vorgegebenen Turbulenzstatistik (vgl. Abbildung 2.13)

einer Adams-Bashford Zeitintegration bewegt. Anschließend werden die Werte der Partikel auf die benachbarten Gitterpunkte übertragen. Das kartesische Gitter ermöglicht dann eine effiziente Filterung. Dabei stehen verschiedene Formulierungen zur Verfügung. In dieser Arbeit kommt ein rekursiver Purser-Filter zum Einsatz [129, 130].

Noch offen ist die physikalische Bedeutung der Zufallswerte der Partikel. Hier wird zwischen zwei Ansätzen (*SourceA* und *SourceB*) unterschieden [41]. Diese modellieren den linearisierten Lambvektor auf unterschiedliche Weise. Während *SourceA* den vollständigen Lambvektor modelliert, vernachlässigt *SourceB* den ersten Teil ($\omega^0 \times \mathbf{u}'$).

Quellmodell SourceA

Das *SourceA*-Quellmodell basiert auf der Modellierung einer Stromfunktion, aus der sich durch Ableitung (Rotation) die Geschwindigkeitsfluktuationen der turbulenten Strömung ergeben. Durch die Rotation wird dabei direkt ein divergenzfreies Geschwindigkeitsfeld erzeugt. Die zur vollständigen Abbildung des linearisierten Lambvektors fehlenden Vorticityfluktuationen werden durch eine numerische Ableitung 4. Ordnung aus den Geschwindigkeitsfluktuationen berechnet [44].

Als Eingangsgrößen der Turbulenzstatistik werden im *SourceA*-Quellmodell direkt die turbulente kinetische Energie k^t und Längenskala l^t genutzt. Aus dem in den Strömungssimulationen verwendeten RSM-Turbulenzmodell ergeben sich diese Größen direkt nach den Formeln 2.19 aus den Elementen der Hauptdiagonalen des Reynolds-Spannungs-Tensors R_{ij} und der Dissipationsrate ϵ^t mit der empirischen Konstanten $c_l = 0,54$. Dabei ist zu berücksichtigen, dass die diskrete numerische Behandlung eine Auflösungsgrenze in Abhängigkeit der Gitterweite bedingt. Zusätzlich können durch die begrenzten Abmessungen des Rechengebiets nicht beliebig große Strukturen abgebildet werden.

Daher werden für l^k Limiter eingeführt mit $l_{min} = 3\Delta$ (Δ : Gitterweite) und $l_{max} = 0,5d_{min}$ (d_{min} : kleinste Seitenlänge des fRPM-Rechengebiets)

$$k^t = \sqrt{R_{11}^2 + R_{22}^2 + R_{33}^2} \quad l^t = c_l \frac{\sqrt{k^t{}^3}}{\epsilon^t} \quad (2.19)$$

Vorteil des *SourceA*-Modells ist, dass es aus der Formulierung über eine Stromfunktion divergenzfrei ist, also einem quellfreien Turbulenzfeld entspricht. Anwendungssimulationen auf verschiedene aeroakustische Quellen (Hinterkantenschall, Vorflügelschall) haben gezeigt, dass dieses Quellmodell zu sehr guten Ergebnissen führt [46, 66, 134], solange keine starke Beschleunigung der Strömung im Quellgebiet auftritt. Dann tritt eine Anisotropie der turbulenten Strukturen auf, die nicht abgebildet werden kann [43, 45]. Es gibt allerdings die Möglichkeit, über unterschiedliche Filterlängen in den Raumrichtungen diese Anisotropie künstlich einzuführen [75].

Quellmodell *SourceB*

Anders als im Quellmodell *SourceA* wird mit *SourceB* nicht der vollständige linearisierte Lambvektor modelliert, sondern nur der zweite Teil ($\boldsymbol{\omega}' \times \mathbf{v}^0$). Die Zufallszahlen der Partikel entsprechen dabei direkt den Vorticityschwankungen $\boldsymbol{\omega}'$. Dazu werden andere Eingangsgrößen als bei der *SourceA*-Modellierung verwendet. Zum einen wird l^k als Konstante l_{min} in Abhängigkeit von der Gitterweite Δ vorgegeben und zum anderen statt der turbulenten kinetischen Energie die Enstrophy (vgl. Formeln 2.20).

$$enstrophy = \frac{20k^t}{l_{min}} \quad l_{min} = 4\Delta \quad (2.20)$$

Vorteil dieser Formulierung ist, dass auch Anisotropieeffekte dargestellt werden. Somit ist dieses Quellmodell gut für stark beschleunigte Strömungen geeignet [48]. Es hat sich allerdings gezeigt, dass für die Anwendung auf Hinterkantenschall schlechtere Ergebnisse erzielt werden als mit dem *SourceA*-Modell. Ein weiterer Vorteil dieses Modells ist, dass ein einzelner Wirbel realisiert werden kann. Dies erlaubt detaillierte Einblicke in die physikalischen Vorgänge der Schallentstehung [139].

Quellmodell Strahlmischungsschall

Bisher wurden zwei Quellmodelle vorgestellt, die für die Schallentstehung an turbulent umströmten Körpern genutzt werden. Wie in Abschnitt 2.1 erläutert, kann auch durch die Interaktion turbulenter Wirbel miteinander Schall entstehen. Dieser ist bei hohen Machzahlen relevant. Ein prominentes Beispiel dafür ist der Strahlmischungsschall hinter dem Auslass von Strahltriebwerken [12, 13, 115, 117]. In der vorliegenden Arbeit werden keine Triebwerke betrachtet, allerdings wird bei Hochauftriebssystemen mit aktiver Strömungskontrolle

lokal mit hoher Strömungsgeschwindigkeit ausgeblasen (vgl. Abschnitt 2.2.2). Der dabei emittierte Schall kann mit dem gleichen Modell ermittelt werden [8].

In fRPM besteht die Möglichkeit auch diesen Quellmechanismus zu modellieren. Die Formulierung basiert dabei auf dem Modell von Tam und Auriault [51, 147, 155], welches die Quellstärke \hat{Q} sowie zwei Terme zur räumlichen $K_x(l^t)$ (als Funktion der Längenskala l^t) und zeitlichen Korrelation $K_t(\tau^t)$ (als Funktion der Zeitkonstanten τ^t) der turbulenten Strukturen beinhaltet (2.21). Die Quelle wird dabei direkt an die Energiegleichung der Linearisierten Eulergleichungen gekoppelt. Zur zeitlichen Dekorrelation der turbulenten Strukturen werden die den Partikeln zugeordneten Zufallswerte r über die Lösung einer Langevin-Gleichung mit der Zeitkonstante τ^t und weißem Rauschen ζ zu jedem Zeitschritt variiert (Gleichung 2.22, [113]). Die Zeitkonstante ergibt sich zusammen mit der Längenskala und der Quellstärke analog zu den vorherigen Quellmodellen aus der Strömungssimulation sowie zwei empirischen Konstanten ($c_\tau = 0,233$, $c_l = 0,273$) (Gleichungen 2.23).

$$\hat{Q} \exp(-K_x(l^t) - K_t(\tau^t)) \quad (2.21)$$

$$\frac{dr}{dt} = -\frac{1}{\tau^t} r + \sqrt{\frac{2}{\tau^t}} \zeta \quad (2.22)$$

$$\tau^t = c_\tau \frac{k^t}{\epsilon^t} \quad l^t = c_l \frac{(k^t)^{1,5}}{\epsilon^t} \quad \hat{Q} = 0,2533444 \left(\frac{\rho^0 k^t}{\tau^t} \right)^2 \quad (2.23)$$

2.5 Experimentelles Konzept

Der Fokus dieser Arbeit liegt auf numerischen Untersuchungen. Zur Einordnung der dabei erhaltenen Ergebnisse spielen experimentelle Daten aber eine wichtige Rolle. Die entsprechenden Messungen wurden in der Arbeitsgruppe *Lärmminderungstechnologien* der Abteilung *Technische Akustik* im DLR durchgeführt und die Ergebnisse zur Verfügung gestellt. In dem folgendem Abschnitt soll daher kurz auf die Grundlagen der experimentellen Untersuchungen eingegangen werden.

2.5.1 Akustischer Windkanal

Die genutzten Messergebnisse wurden im Akustischen Windkanal des DLR in Braunschweig (AWB) [125] aufgenommen. Abbildung 2.15 zeigt den Grundriss des Kanals Göttinger Bauart, der eine offene Messstrecke in einem reflexionsarmen Raum besitzt. Dieser ermöglicht akustische Messungen bis zu einer unteren Grenzfrequenz von etwa 250 Hz für Breitbandschall. An der rechteckigen Strahldüse des Kanals mit 1200 mm Höhe und 800 mm Breite werden Strömungsgeschwindigkeiten von bis zu $65 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ erreicht.

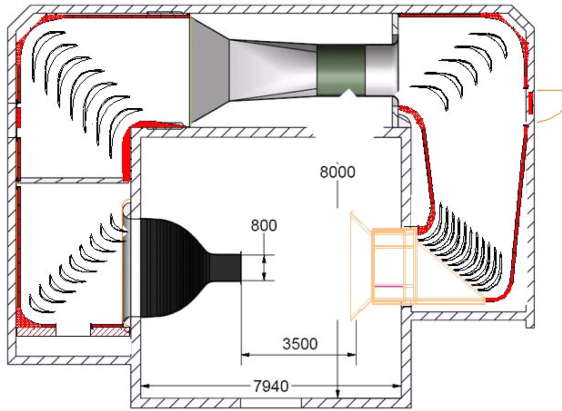


Abbildung 2.15: Aufbau des Akustischen Windkanals (AWB) des DLR in Braunschweig [125]

2.5.2 Messtechnik

Eine besondere Herausforderung bei akustischen Messungen besteht darin, einzelne Quellen voneinander und vom Hintergrundschall zu trennen. Daher werden häufig Messtechniken verwendet, die sich auf eine definierte Quellregion fokussieren lassen. Zur Ermittlung der in dieser Arbeit genutzten Ergebnisse wurde ein elliptischer Hohlspiegel genutzt [63]. Abbildung 2.16 skizziert die Funktionsweise. Dabei wird genutzt, dass ein elliptischer Bogen 2 Fokuspunkte besitzt. Im unteren wird das Messmikrofon platziert und im oberen die Quelle (in diesem Fall die Hinterkante des Profils). Neben dieser Fokussierung auf eine definierte Quellregion kommt es durch die Integration des Spiegels über einen gewissen Winkelbereich (hier: 63°) zu einer Verstärkung des Messsignals gegenüber dem Hintergrundgeräusch. Durch die Montage des Spiegels auf einer Traverse ist es möglich, mit einzelnen Messpunkten die Quellregion abzutasten. Im Rahmen der durch die Wellenlänge des Schalls limitierten räumlichen Auflösung kann so der genaue Quellort bestimmt werden.

Zur Vermeidung der Interaktion des Messaufbaus mit der Strömung des Kanals wird der Hohlspiegel mit dem Messmikrofon außerhalb der Strömung positioniert. Dadurch muss der am Modell erzeugte Schall die Scherschicht des Windkanalstrahls passieren. Dabei kommt es zu Brechungs- und Beugungseffekten, die in der Aufbereitung des Messsignals neben den folgenden Einflüssen korrigiert werden [63].

- Hintergrundschall des Windkanals
- konvektive Effekte der Strömung auf die Schallausbreitung

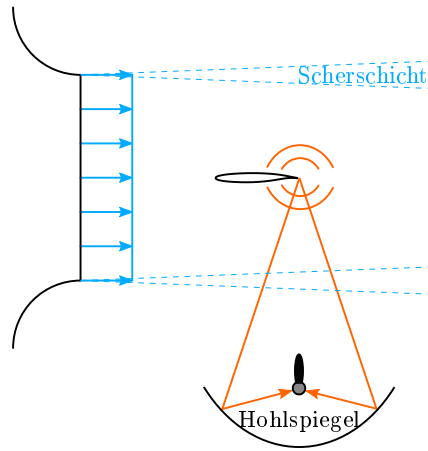


Abbildung 2.16: Skizze des Messaufbaus im Akustischen Windkanal des DLR in Braunschweig (AWB) mit Hohlspiegelmikrofon

- Übertragungsfunktion des Messaufbaus

Mit der Berücksichtigung der Korrekturen wird das Signal des Messmikrofons auf das fiktive Signal eines einzelnen Mikrofons umgerechnet. Dieses liegt bezogen auf die Anströmung 90° unter der Quelle. Nicht korrigiert werden kann die Integration des Hohlspiegels über die Apertur von 63° . Dieser Effekt wird anhand der Simulationsergebnisse in Abschnitt 4.3 noch diskutiert.

Für die Messung des Hinterkantenschalls von Tragflügelprofilen wird mit dem vorgestellten Messaufbau im AWB eine Reproduzierbarkeit der Spektren von ± 1 dB im Bereich 1 bis 10 kHz angegeben [63]. Ein Vergleich mit Messungen im Laminarwindkanal der Universität Stuttgart ergab eine Gesamtunsicherheit der Spektren von ± 3 dB [66].

3 Aeroakustische Analyse eines Hochauftriebsprofils mit aktiver Strömungskontrolle

In diesem Kapitel werden unterschiedliche aeroakustische Quellmechanismen untersucht, die für die Schallabstrahlung eines Profils mit aktiver Zirkulationskontrolle relevant sein können.

In Abschnitt 2.2.2 wurden aus der Literatur bekannte aeroakustische Quellmechanismen an Tragflügelprofilen mit aktiver Zirkulationskontrolle erläutert. Angewendet auf die in dieser Arbeit untersuchte Konfiguration lassen sich 4 Mechanismen ableiten, die genauer untersucht werden (vgl. Abbildung 3.1):

1. Strahlmischungsschall an der Düse der Ausblasung
2. Beschleunigungsschall an der Saugseite des Klappenknies (Krümmungsschall)
3. Hinterkantenschall an der Klappe
4. Ablösungsschall an der Druckseite des Klappenknies

Mit dem in Abschnitt 2.4 vorgestellten hybriden CFD/CAA-Verfahren lassen sich diese in getrennten Simulationen realisieren. Dabei wird genutzt, dass die akustischen Quellen von fRPM lokal erzeugt werden. Mit der Platzierung unterschiedlicher Quellregionen, bzw. der Verwendung verschiedener Quellmodelle lassen sich so einzelne Aspekte der Schallerzeugung isolieren. Dabei wird davon ausgegangen, dass die Quellen unkorreliert sind.

3.1 Simulationsaufbau

Zunächst wird auf das Setup der Strömungs- und Akustiksimulationen eingegangen. Dabei werden verschiedene Strömungszustände am Profil erläutert, die eine Untersuchung der Schallerzeugung bei unterschiedlichen Betriebspunkten des Profils ermöglichen. Variiert werden sowohl die Strömungsgeschwindigkeit der Ausblasung U_{Jet}^0 als auch der Anströmung U_∞^0 , sowie der geometrische Anstellwinkel des Profils α_g .

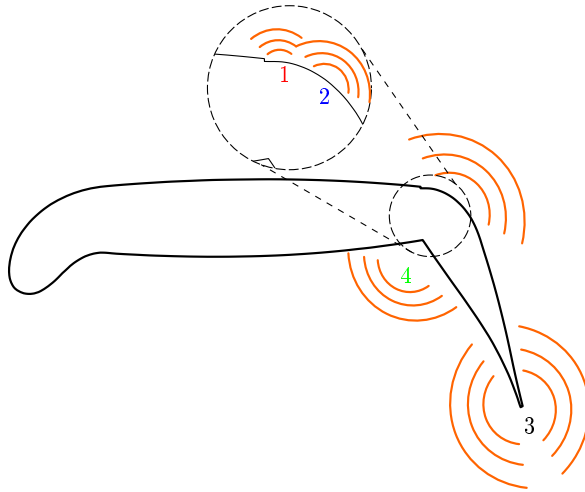


Abbildung 3.1: Untersuchte Schallquellen am F16 Hochauftriebsprofil mit aktiver Zirkulationskontrolle

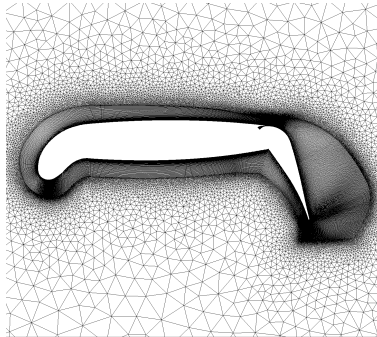


Abbildung 3.2: Ausschnitt aus dem CFD-Rechnernetz des Coanda-Profils, bereitgestellt vom Institut für Strömungsmechanik der TU Braunschweig

Tabelle 3.1: Einfluss unterschiedlicher Druckverhältnisse $\frac{p_{plenum}^0}{p_{\infty}^0}$ der Randbedingung im Plenum der Ausblasung auf die gemittelte Strömungsgeschwindigkeit der Ausblasung $\overline{U_{Jet}^0}$ sowie den Impuls- c_{μ} und Auftriebsbeiwert c_a bei einem geometrischen Anstellwinkel von $\alpha_g = 0^\circ$ und einer Strömungsgeschwindigkeit von $U_{\infty}^0 = 50 \frac{m}{s}$

$\frac{p_{plenum}^0}{p_{\infty}^0}$	$\overline{U_{Jet}^0}$	c_{μ}	c_a
1,80	284	0,045	4,18
2,00	299	0,053	4,44
2,14	303	0,057	4,56
2,20	304	0,059	4,61
2,30	305	0,062	4,68
2,40	307	0,065	4,74

3.1.1 CFD

Um das hybride CFD/CAA-Verfahren zur Simulation der Schallquellen und -ausbreitung einzusetzen, werden für die Berechnung der Strömung und der Akustik zwei unterschiedliche Rechnernetze benötigt. Abbildung 3.2 zeigt einen Ausschnitt des unstrukturierten Rechnernetzes für die Strömungssimulation. Dieses ist aufgebaut aus Tetraederelementen und einer Prismenschicht in Wandnähe zur Auflösung der Grenzschicht. Das Gitter wurde im Rahmen der Kooperation innerhalb des SFB880 am Institut für Strömungsmechanik der TU Braunschweig erstellt und zusammen mit den benötigten Steuerungsdateien für den CFD-Code TAU zur Verfügung gestellt. Zur Realisierung der Ausblasung wurde das Plenum im Modell vernetzt und als Randbedingung ein Triebwerksauslass genutzt. Dabei wird das Verhältnis des lokalen statischen Drucks zum statischen Druck im Fernfeld vorgegeben. Aus der Strömungslösung kann der in Abschnitt 2.2.2 eingeführte Impulsbeiwert c_{μ} anhand von Formel 2.2 berechnet werden. Tabelle 3.1 zeigt die eingestellten Druckverhältnisse mit den entsprechenden Impulsbeiwerten. Dabei wurde der geometrische Anstellwinkel konstant bei 0° gehalten. Da die Ausblasung direkt die Zirkulation beeinflusst, ergeben sich unterschiedliche Auftriebsbeiwerte. Diese sind zusammen mit der über den Auslass gemittelten Strömungsgeschwindigkeit $\overline{U_{Jet}^0}$ ebenfalls in Tabelle 3.1 aufgeführt.

In Abschnitt 2.2.2 wurde der Unterschied zwischen Grenzschicht- und Zirkulationskontrolle anhand des erreichten Auftriebsbeiwerts in Abhängigkeit des Impulsbeiwerts erläutert. In Abbildung 3.3 werden die in Tabelle 3.1 gegebenen Werte auf gleiche Art dargestellt. Dabei zeigt sich, dass die gewählten Impulsbeiwerte oberhalb von $c_{\mu} = 0,057$ näherungsweise dem linearen Bereich der Zirkulationskontrolle zugeordnet werden können, während die kleineren Werte im Übergangsbereich zur Grenzschichtkontrolle liegen. Dies lässt sich anhand

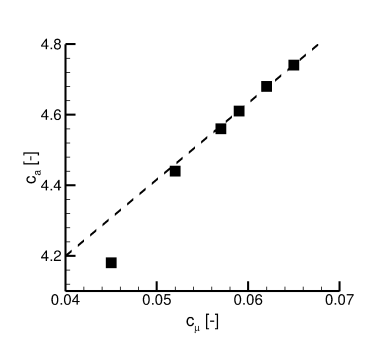


Abbildung 3.3: Auftragung der in den Strömungssimulationen erreichten Auftriebsbeiwerte c_a für unterschiedliche Impulsbeiwerte c_μ

der Strömungsbedingungen an der Klappe verdeutlichen. In Abbildung 3.4 (a) und (b) sind die Strömungen beispielhaft für zwei Impulsbeiwerte dargestellt. Dabei zeigt sich bei $c_\mu = 0,045$ eine Ablösungstendenz der Strömung an der Hinterkante der Klappe. Diese wird durch die Krümmung der mittleren Stromlinie sowie die erhöhte Turbulenz oberhalb der vom Jet dominierten Strömung deutlich. Beide Indikatoren fehlen bei der Simulation mit $c_\mu = 0,057$.

Zusätzlich zur Ausblasung wird auch die Abhängigkeit der Schallerzeugung von der freien Anströmung untersucht. Dabei werden bei der Reduktion auf $U_\infty^0 = 40 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ zwei Varianten betrachtet. Zum einen bleibt das Druckverhältnis der Randbedingung im Plenum konstant bei $\frac{p_{\text{plenum}}^0}{p_\infty^0} = 2,14$. Damit ergibt sich am Auslass eine konstante lokale Strömungsgeschwindigkeit. Der Impulsbeiwert erhöht sich entsprechend der Definition auf $c_\mu = 0,092$. Zum anderen wird das Druckverhältnis auf $\frac{p_{\text{plenum}}^0}{p_\infty^0} = 1,64$ verringert, sodass sich der gleiche Impulsbeiwert wie in der Simulation mit $U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ einstellt. Die gemittelte Strömungsgeschwindigkeit der Ausblasung beträgt dabei $256 \frac{\text{m}}{\text{s}}$.

Alle bisher aufgeführten Konfigurationen zeigen eine an der Klappe anliegende Strömung. Um zusätzlich den Effekt lokaler Strömungsablösungen zu untersuchen wurde ein Fall mit hohem geometrischen Anstellwinkel ($\alpha_g = 12^\circ$) bei einem Impulsbeiwert von $c_\mu = 0,0057$ betrachtet. Die Strömungslösung dafür wurde vom Institut für Strömungsmechanik der TU Braunschweig erstellt. In Abbildung 3.4 (c) ist die abgelöste Strömung auf der Klappe dargestellt.

3.1.2 CAA

Im Gegensatz zum unstrukturierten Rechennetz für die Strömungssimulation werden die Berechnungen der akustischen Größen auf einem blockstrukturierten Gitter durchgeführt. Dessen Aufbau ist in Abbildung 3.5 (a) dargestellt.

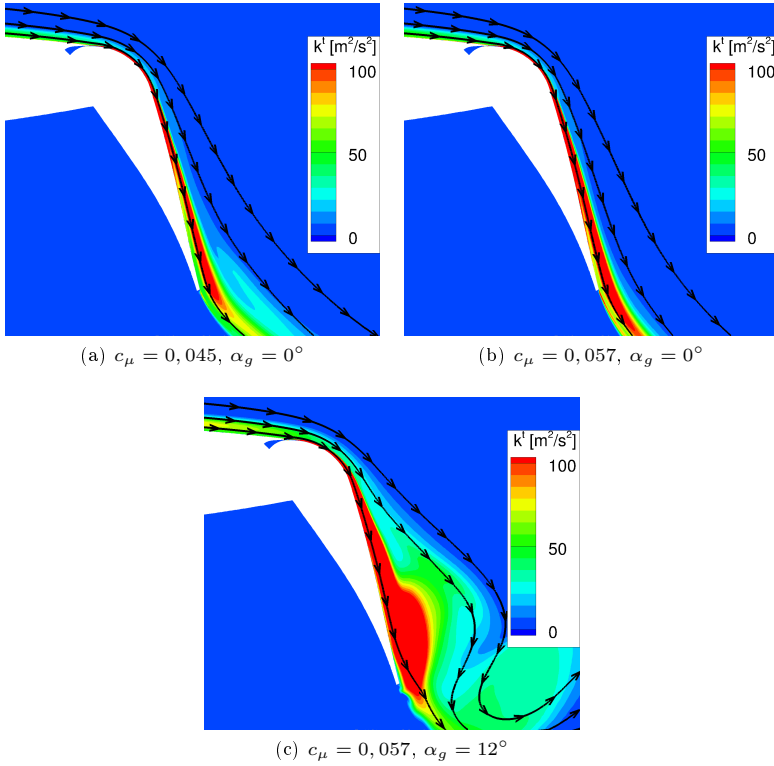


Abbildung 3.4: Strömung an der Klappe des Coanda-Profiles bei unterschiedlichen Impulsbeiwerten c_μ und Anstellwinkeln α_g mit anliegenden und abgelöster Strömung im Bereich der Hinterkante

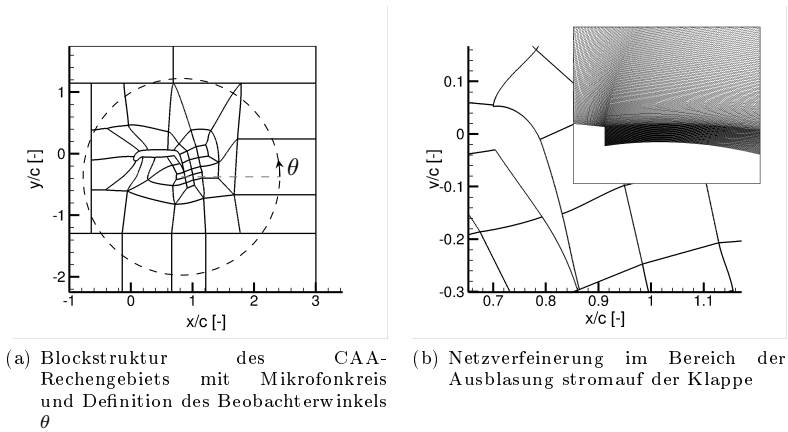


Abbildung 3.5: Aufbau des CAA-Rechnetzes des Coanda-Profiles

Das zweidimensionale Rechengebiet ist dabei so gestaltet, dass im Bereich der Klappe eine Gitterweite von $\Delta = 5 \cdot 10^{-4} c$ nicht überschritten wird. Diese Auflösung entspricht dem bekannten Best-practice zur Simulation von Hinterkantenschall [134]. Aus der feinen Auflösung der akustischen Quellregionen ergibt sich durch die Gitterstruktur im Fernfeld meist eine akustische Auflösung von 20 bis 30 kHz. In Abbildung 3.5 (b) ist eine Detailaufnahme des Rechnetzes im Bereich der Ausblasung gezeigt. Dazu sind zwei Aspekte hervorzuheben. Zum einen wurde bei der Erstellung des CAA-Gitters auf die Vernetzung des Plenums verzichtet. Der Spalt der Ausblasung ist mit einer Höhe von 0,18 mm klein gegenüber den betrachteten akustischen Wellenlängen ($\lambda = 11$ mm entspricht etwa 30 kHz). Zum anderen musste der Bereich der Ausblasung feiner vernetzt werden als mit der angestrebten Netzweite von $\Delta = 5 \cdot 10^{-4} c$ um numerische Instabilitäten in der Scherschicht zu vermeiden. Diese entstehen, wenn Gradienten der Hintergrundströmung nicht ausreichend aufgelöst werden. Eine iterative Netzverfeinerung ergab eine benötigte Gitterweite von etwa $\Delta = 5 \cdot 10^{-5} c$. Dies entspricht einem Zehntel der zur Auflösung der Hinterkantenquellen angestrebten Auflösung. Zusammen mit der hohen lokalen Strömungsgeschwindigkeit und dem expliziten Zeitschrittverfahren führt dies zu einem zulässigen dimensionslosen Zeitschritt von $dt = 2,1 \cdot 10^{-5}$. Damit sind 2.000.000 Zeitschritte notwendig, um eine Zeitspanne von 0,035 s abzubilden. Auf dem zur Verfügung stehenden Rechencluster CASE des Instituts für Aerodynamik und Strömungstechnik des DLR ergaben sich daraus Rechenzeiten von etwa 7 Tagen auf 48 Prozessoren.

Die starken Gradienten der Hintergrundströmung stellen nicht nur beson-

dere Anforderungen an die Auflösung des Rechengitters. Auch das zu lösende Gleichungssystem muss passend gewählt werden. Üblicherweise findet bei der Betrachtung von Turbulenz-Struktur-Interaktion eine direkte Kopplung der in fRPM bestimmten Quellen an die Impulsgleichung der Akustischen Störungsgleichungen (APE) statt (vgl. Abschnitt 2.4.4) [133]. Diese Herangehensweise kann hier nicht angewendet werden. Es hat sich gezeigt, dass im Bereich der Ausblasung bei Lösung der APE lokale Instabilitäten auftreten. Bei Lösung der Linearisierten Eulergleichungen (LEE) treten diese nicht auf. Grund hierfür sind wahrscheinlich an der starken Scherschicht der Ausblasung entstehende Wirbelstörungen, die in den APE nicht ausbreitungsfähig sind. Damit wachsen diese an der Quellposition immer weiter an. Mit den LEE werden die Störungen hingegen mit der Hintergrundströmung abtransportiert. Darüber hinaus müssen die räumlichen Ableitungen der Größen der Hintergrundströmung ρ^0 , u^0 , v^0 , p^0 zu Null gesetzt werden. Diese Modifikation wurde bereits in vorangegangenen Arbeiten zur Simulation des Strahlmischungsschalls hinter Triebwerken angewendet [115].

Ebenfalls in Abbildung 3.5 eingezeichnet ist der Mikrophonkreis, der zur Auswertung der Simulationsdaten genutzt wird. Dieser ist mit einem Radius von $1,5 \cdot c$ um die Hinterkante der Klappe positioniert. Mit den darauf platzierten 360 Mikrophonen können die Richtcharakteristik des emittierten Schalls dargestellt und Spektren an ausgewählten Positionen ausgewertet werden. Für die Darstellung der Richtcharakteristik dient der Gesamtschalldruckpegel *OASPL*. Für die folgenden Untersuchungen entspricht er der Summe der Schalldruckpegel des Terzbandspektrums über den Frequenzbereich 1 bis 30 kHz.

Abbildung 3.6 gibt einen Überblick über die realisierten aeroakustischen Quellregionen. Dabei wird in einer Simulation immer nur ein Gebiet als Quelle genutzt. Damit wird angenommen, dass die Quellen unkorreliert sind. Bei den Quellen 2-4 (Klappenknie, Hinterkante und Ablösung auf der Druckseite) kann diese Annahme durch die räumliche Trennung begründet werden. Die Abstände sind dabei deutlich größer als die Korrelationslängen der turbulenten Quellen. Im Vergleich des Strahlmischungs- und Krümmungsgeräuschs beruht die Trennung der Quellen auf den unterschiedlichen Quellmechanismen und verwendeten Modellen.

Für die Simulation des Krümmungsschalls ist zu beachten, dass die im fRPM-Gebiet aufgeprägten Wirbelstrukturen stromab mit der Hintergrundströmung transportiert werden. Sie passieren also die Klappenhinterkante, wo sie wiederum Schall erzeugen können. Damit wäre das Krümmungsgeräusch nicht mehr vom Hinterkantengeräusch zu trennen. Dies wird mit einem weiteren fRPM-Gebiet mit $k^t = 0$ an der Hinterkante vermieden, das die eingebrachten Wirbel störungsfrei wieder aus dem CAA-Gebiet entfernt.

Im Vergleich der bis hier aufgelisteten Quellen mit denen aus Kapitel 2 fällt auf, dass die Interaktion der Ausblasung mit der Lippe des Spalts fehlt. Das hier verwendete Profil besitzt einen sehr schmalen Spalt mit 0,18 mm Höhe.

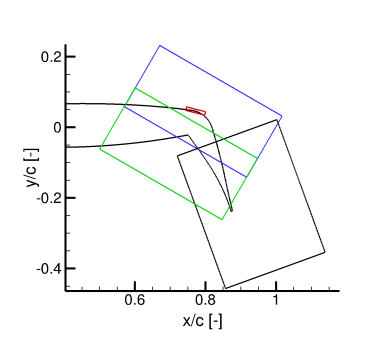


Abbildung 3.6: Positionierung der fRPM Quellregionen zu Simulation der in Abb. 3.1 dargestellten potenziellen Schallquellen

Dementsprechend klein sind die darin auftretenden turbulenten Strukturen. Es lohnt sich also abzuschätzen, ob die Interaktion der Ausblasung mit der Spaltlippe überhaupt eine relevante Quelle für die Gesamtschallabstrahlung darstellt. Dazu wird mit f_{peak} die Frequenz bestimmt, bei welcher der abgestrahlte Schall sein Pegelmaximum hat. Diese kann anhand der Strouhal-Skalierung nach Formel 3.1 erfolgen, da es sich physikalisch um eine Hinterkantenquelle handelt. Für eine konservative Abschätzung kann statt der ermittelten maximalen Längenskala die Höhe des Spaltes h_s eingesetzt werden. Es ergibt sich $f_{peak} \approx 533 \text{ kHz}$. Der abgestrahlte Schall ist somit auch bei Umrechnung vom Modell- zum Flugzeugmaßstab mit einer Größenskalierung um einen Faktor 10 bis 20 mit 25 bis 600 kHz oberhalb des für das menschliche Hören relevanten Frequenzbereichs.

$$f_{peak} \approx 0,3 \frac{\overline{U_{Jet}^0}}{l_{max}} \quad (3.1)$$

Quellmodellierung

Am Hochauftriebsprofil werden grundlegend unterschiedliche akustische Quellmechanismen untersucht. Dies wird in fRPM durch unterschiedliche Modelle abgebildet (vgl. Abschnitt 2.4.5). Zur Modellierung des in der turbulenten Scherschicht der Ausblasung entstehenden Strahlmischungsgeräuschs wird das für diesen Zweck entwickelte Modell von Tam und Auriault genutzt. Für die weiteren Quellen stehen auf Seite von fRPM die beiden Turbulenzrekonstruktionsansätze *SourceA* und *SourceB* zur Verfügung. Diese unterscheiden sich in der Modellierung der turbulenten Schwankungsgrößen und eignen sich jeweils für bestimmte aeroakustische Anwendungen. Das *SourceA*-Modell wurde bereits erfolgreich für Hinterkantenschall eingesetzt, während das *SourceB*-

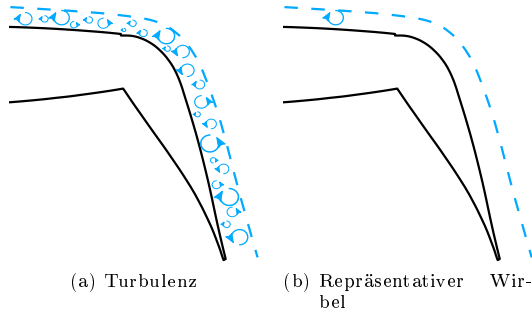


Abbildung 3.7: Skizze zur Modellierung der turbulenten Grenzschicht durch einen einzelnen Wirbel

Modell vor allem für die Schallerzeugung beschleunigter Strömungen geeignet ist.

Am untersuchten Hochauftriebsprofil wird sowohl die Schallentstehung an einer Hinterkante als auch durch Beschleunigung (Krümmungsgeräusch) untersucht. Dementsprechend müssten die beiden Quellen mit unterschiedlichen Modellen simuliert werden. Der Einsatz unterschiedlicher Quellformulierungen lässt allerdings keinen direkten Vergleich der Quellen in Hinblick auf den Beitrag zum Gesamtgeräusch zu, da diese nicht kalibriert sind. Daher werden in einem ersten Schritt alle Quellen mit dem *SourceA*-Modell simuliert, um einen direkten Vergleich zu ermöglichen. Anschließend kommt auch das *SourceB*-Modell zum Einsatz. Der quantitative Vergleich der Quellmechanismen erfolgt abschließend mit dem geeignetsten Modell.

Das *SourceB*-Modell wird auch für die Betrachtung eines einzelnen Wirbels genutzt. Wie in Abbildung 3.7 gezeigt, lässt sich eine turbulente Grenzschicht als Überlagerung vieler unterschiedlicher Wirbel vorstellen. Betrachtet man einen einzelnen Wirbel, lässt sich verfolgen, an welchen Stellen am Profil ein akustisches Signal entsteht. Ein weiterer Vorteil dieser kondensierten Betrachtung der Schallerzeugung besteht in kürzeren Rechenzeiten. Dabei wird nur der Zeitraum simuliert, in dem sich der Wirbel am Profil entlangbewegt. Für die Simulation mit Turbulenzrekonstruktion muss hingegen ein längerer Zeitraum abgebildet werden. Erst über die Passage vieler unterschiedlich großer Wirbel kann eine repräsentative Statistik gebildet werden. Daher ist die Betrachtung eines einzelnen Wirbels ein sehr gut geeignetes Instrument der aeroakustischen Analyse, das aufgrund der fehlenden Statistik allerdings keine Aussage zum Gesamtpegel des abgestrahlten Schalls ermöglicht.

3.2 Simulationsergebnisse

Im Folgenden werden nacheinander die unterschiedlichen in Abbildung 3.1 eingezeichneten akustischen Quellen betrachtet. Zu Beginn stellt Abbildung 3.8 Momentaufnahmen der aus den einzelnen Quellen entstehenden Schallfelder dar. Dies erlaubt eine erste qualitative Einordnung der Quellen, bevor in den folgenden Abschnitten detaillierte Analysen durchgeführt werden.

Abbildung 3.8 (a) zeigt das Schallfeld des Strahlmischungsschalls. Zu erkennen ist, dass vor allem hochfrequente Strukturen dominant sind. Dies entspricht der Erwartung basierend auf der dünnen Scherschicht der Ausblasing, in der kleine turbulente Strukturen auftreten. Darüber hinaus wird deutlich, dass das Profil für eine effiziente Abschattung des Schalls in Richtung eines Beobachters am Boden sorgt. Für den Vergleich zu den folgenden Quellmechanismen ist zu beachten, dass diese mit einem anderen Quellmodell erzeugt wurden. Daher lassen sich diese nur qualitativ in Frequenzgehalt und Ausbreitungseffekten mit dem Strahlmischungsgeräusch vergleichen, nicht jedoch in den auftretenden absoluten Schalldruckpegeln.

Daneben ist das akustische Feld des Krümmungsschalls dargestellt (Abb. 3.8 (b)), das räumlich nahe am Strahlmischungsschall entsteht. Im Vergleich der beiden Quellen fällt auf, dass der abgestrahlte Schall sein Maximum bei tieferen Frequenzen hat. Das ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, dass jetzt nicht mehr nur die feinen Turbulenzstrukturen in der Scherschicht der Ausblasing an der Schallentstehung beteiligt sind, sondern auch die stromauf am Profil entwickelte turbulente Grenzschicht. Darüber hinaus kommt es sowohl an der Klappenhinterkante als auch an der Profilverkante vor allem bei den niedrigeren Frequenzen zu Beugungseffekten. Die Schallabschattung des Profils in Richtung Boden ist daher in diesem Fall weniger wirksam.

Anders als bei den beiden vorangegangenen Schallquellen kann der an der Hinterkante der Klappe entstehende Schall nicht vom Profil nach unten abgeschattet werden. Allerdings ist bekannt, dass Hinterkantenschall an einfachen Tragflügelprofilen nicht entlang der Profillehne nach hinten abgestrahlt wird (vgl. Abschnitt 2.1.2). Da die Klappenhinterkante bei dem hier untersuchten Hochauftriebsprofil durch den großen Klappenwinkel nach unten zeigt, sollte das Maximum der Schallabstrahlung nicht in Richtung Boden zeigen. In Abbildung 3.8 (c) ist diese klassische Richtcharakteristik des Hinterkantenschalls nicht erkennbar. Abgesehen davon ist das Hinterkantengeräusch sowohl in Frequenzgehalt als auch im Pegel ähnlich dem Krümmungsgeräusch. Beide Quellen leisten demnach einen signifikanten Beitrag zum nach unten abgestrahlten Gesamtgeräusch.

Zuletzt zeigt Abbildung 3.8 (d) den durch die lokale Strömungsablösung auf der konkaven Druckseite des Profils entstehenden Schall. Zu erkennen ist, dass die erreichten Schalldruckpegel um mehrere Größenordnungen geringer sind als die des Krümmungs- und Hinterkantengeräuschs. Trotz der direkten Abstrahlung nach unten liefert dieser Quellmechanismus keinen relevanten Beitrag zum

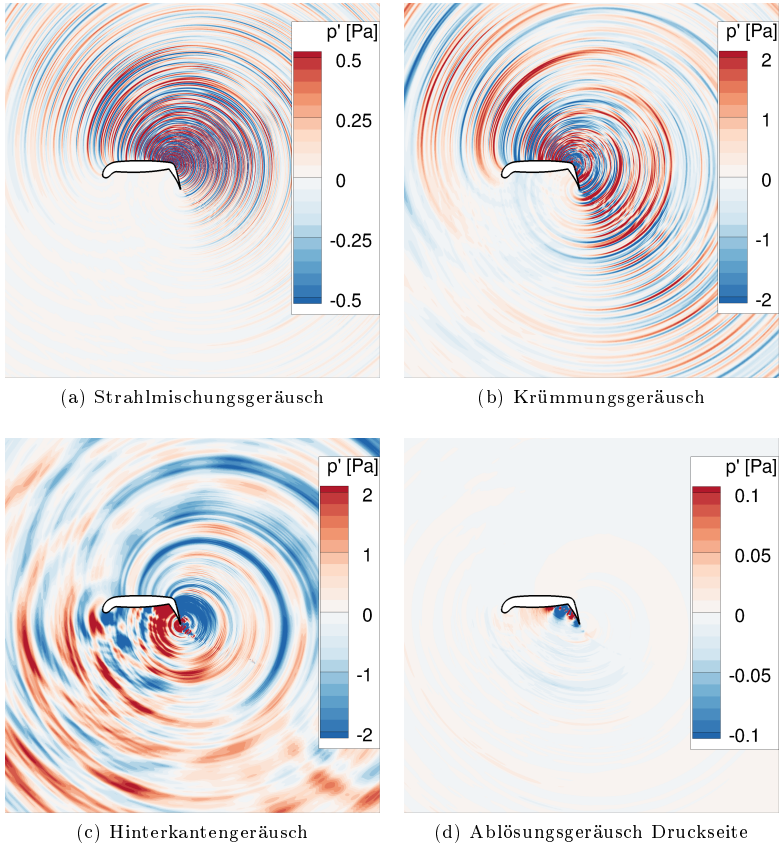


Abbildung 3.8: Momentaufnahme der akustischen Felder einzelner Schallquellen am Hochauftriebsprofil ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$, $c_\mu = 0,057$)

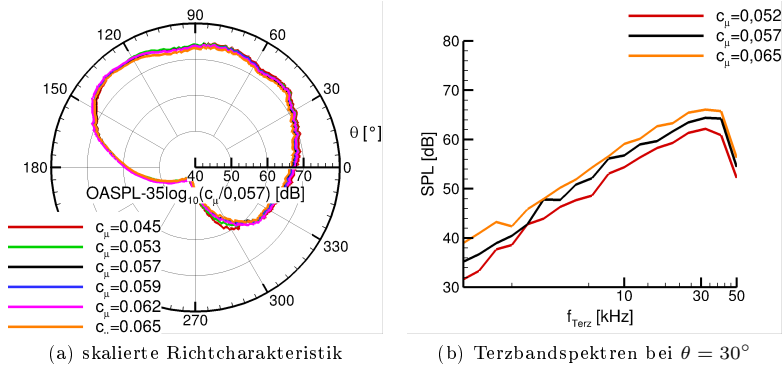


Abbildung 3.9: Strahlmischungsgeräusch vom Hochauftriebsprofil für unterschiedliche Impulsbeiwerte c_μ , basierend auf dem Quellmodell von Tam und Auriault [155] ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$)

Gesamtschall.

Mit den bis hier vorgestellten Beobachtungen zu den einzelnen Schallquellen am Hochauftriebsprofil mit Ausblasung konnte bereits eine erste qualitative Einordnung der Mechanismen in Hinblick auf das Gesamtgeräusch gegeben werden. In den folgenden Abschnitten werden nun nacheinander die einzelnen Quellen detaillierter untersucht. Neben der Abhängigkeiten von dem Strömungszustand am Profil wird auch der Einfluss des gewählten Quellmodells untersucht.

3.2.1 Strahlmischungsschall

Als erste Schallquelle wird die Ausblasung betrachtet. Mit dem Jet-Modell von Tam und Auriault wird der in der Scherschicht erzeugte Schall abgebildet. Abbildung 3.9 zeigt zum einen die für unterschiedliche Impulsbeiwerte der Ausblasung beobachtete Richtcharakteristik. Zum anderen sind aufgenommene Terzbandspektren für den Beobachterwinkel von $\theta = 30^\circ$ aufgetragen. Diese Position wurde gewählt, um die freie Schallabstrahlung ohne Beugungseffekte am Profil zu untersuchen.

Wie in der Darstellung des Schallfelds (Abb. 3.8 (a)) erläutert, zeigt auch die ermittelte Richtcharakteristik des Strahlmischungsgeräuschs eine effektive Abschirmung des Schalls durch das Profil. So werden im Winkelbereich von 180 bis 360° Schalldruckpegel erreicht, die bis zu 15 dB niedriger liegen als im Bereich der freien Schallausbreitung.

Entsprechend der Formulierung des Quellmodells wird eine Skalierung mit der Strahlgeschwindigkeit zur 8. Potenz erwartet. Wird der aus den verschiede-

nen Simulationen ermittelte Gesamtschalldruckpegel mit dem Impulsbeiwert $c_\mu^{3,5}$ skaliert, ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung. Entsprechend der Definition des Impulsbeiwertes entspricht dies bei konstanter Dichte einer Geschwindigkeitsskalierung mit $(U_{jet}^0)^7$. Dabei ist zu berücksichtigen, dass es sich hier um eine 2D-Simulation handelt. Darin werden die spannenweiten Korrelationen der Turbulenz nicht berücksichtigt. Es ist bekannt, dass sich im Vergleich zum dreidimensionalen Fall die Potenz der Geschwindigkeitsskalierung um 1 reduziert [46]. Daraus folgt eine beobachtete Skalierung mit $(U_{jet,3D}^0)^8$. Wichtig ist zu beachten, dass die Skalierung vom gewählten Quellmodell vorgeschrieben wird. Daher kann an dieser Stelle nur abgeleitet werden, dass das Modell in der Simulation korrekt angewendet wurde. Sollte am realen Flügel eine abweichende Skalierung auftreten, ist ein anderes Modell zu wählen.

Die Spektren zeigen für die unterschiedlichen Impulsbeiwerte eine näherungsweise frequenzunabhängige Erhöhung des Schalldruckpegels mit steigender Strömungsgeschwindigkeit. Alle Spektren erreichen ihr Maximum oberhalb von 30 kHz. Lediglich beim kleinsten Impulsbeiwert von 0,052 ist kurz vor der Auflösungsgrenze des Rechengitters ein leichter Abfall zu erahnen. Nach [7] ist die theoretische Frequenz des Pegelmaximums f_{peak} nur abhängig vom Durchmesser eines Jets und der lokalen Schallgeschwindigkeit. Setzt man für den hier betrachteten Fall als Durchmesser die Höhe des Spalts und als lokale Schallgeschwindigkeit die des Fernfelds ein, erhält man $f_{peak} = 0,2 \frac{a_\infty}{h_{jet}} \approx 350$ kHz. Dieser Wert liegt deutlich über dem in der Simulation aufgelösten Frequenzbereich. Daher ist plausibel, dass die ermittelten Spektren bis zur Auflösungsgrenze ansteigen.

Ein weiterer Parameter mit Einfluss auf die Erzeugung des Strahlmischungschalls ist die Anströmgeschwindigkeit U_∞^0 . An dieser Stelle wird nun untersucht, wie sich eine Verringerung auf $40 \frac{m}{s}$ auswirkt. Dabei werden zwei Fälle unterschieden. Zum ersten wird die Strömungsgeschwindigkeit der Ausblasung U_{jet}^0 konstant gehalten. Dies führt entsprechend der Definition zu einer Erhöhung des Impulsbeiwerts c_μ . Zum zweiten wird die Druckrandbedingung im Plenum so angepasst, dass sich der gleiche Impulsbeiwert wie in der Referenzsimulation einstellt. Abbildung 3.10 zeigt die Auswertung der Richtcharakteristik sowie des Terzbandspektrums für beide Fälle mit reduzierter Anströmgeschwindigkeit im Vergleich zur Referenz ($U_\infty^0 = 50 \frac{m}{s}$, $c_\mu = 0,057$). Dabei wird deutlich, dass die Strahlgeschwindigkeit der Ausblasung einen deutlichen Einfluss auf den emittierten Schall hat. Bei konstanter lokaler Strömungsgeschwindigkeit an der Ausblasung bewirkt eine langsamere Fernfeldströmung eine Tendenz zu höheren Schalldruckpegeln. Die Differenzen liegen in der Größenordnung von 1 dB. Eine Abschätzung des Einflusses der reduzierten Anströmgeschwindigkeit liefert ein ähnliches Ergebnis. Betrachtet man die Geschwindigkeitsdifferenz $\Delta U^0 = U_{jet}^0 - U_\infty^0$, so führt die Änderung der Anströmung auf $40 \frac{m}{s}$ zu einem Verhältnis von $\Delta U_{40 \frac{m}{s}}^0 / \Delta U_{50 \frac{m}{s}}^0 \approx 1,03$. Wendet man auf dieses Verhältnis das Skalierungsgesetz zur 7. Potenz an, folgt eine

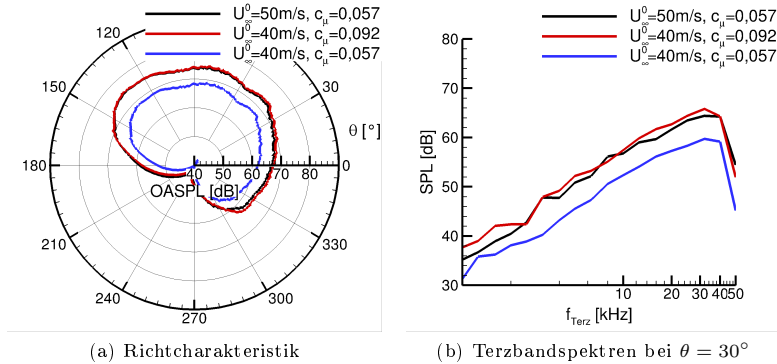


Abbildung 3.10: Abhängigkeit des Strahlungsschalls von der Strömungsgeschwindigkeit im Fernfeld U_∞^0 bei konstanter Geschwindigkeit der Ausblasung U_{Jet}^0 bzw. konstantem Impulsbeiwert c_μ , basierend auf dem Quellmodell von Tam und Auriault [155] ($\alpha_g = 0^\circ$)

erwartete Schalldruckpegelerhöhung von etwa 0,9 dB. Diese entspricht dem in der Simulation ermittelten Wert.

Für einen Beobachter unter dem Flügel spielen zur Wahrnehmung des Strahlungsschalls zwei Aspekte eine wichtige Rolle. Zum einen wird der Schall effektiv vom Profil abgeschirmt und zum anderen liegt das Pegelmaximum bei sehr hohen Frequenzen. Beides spricht dafür, dass das Strahlungsschallgeräusch nur eine untergeordnete Rolle bezüglich der Lärmbewertung eines solchen Hochauftriebssystems spielt. Eine quantitative Aussage ist nur aufgrund der numerischen Ergebnisse nicht möglich, da für die im Folgenden vorgestellten Schallquellen abweichende Quellmodelle verwendet werden.

3.2.2 Krümmungsschall

In den zuvor dargestellten Momentaufnahmen der Schallfelder kam zur Simulation des Krümmungsschalls am Klappenknie das *SourceA*-Quellmodell zum Einsatz. Dies ermöglichte einen ersten qualitativen Vergleich des Schalldruckpegels mit dem des Hinterkantenschalls. In Abschnitt 2.4.5 wurde bereits erläutert, dass dieses Modell vor allem für unbeschleunigte Strömungen genutzt wird. Diese Voraussetzung ist hier nicht erfüllt. Stattdessen sollte das *SourceB*-Quellmodell zum Einsatz kommen. Im Folgenden wird daher zunächst untersucht, wie sich die Wahl des Modells auf den erzeugten Schall auswirkt. Wichtig ist dabei zu beachten, dass nur ein qualitativer Vergleich der Richtcharakteristik und der Spektren zulässig ist. Da beide Quellmodelle für den

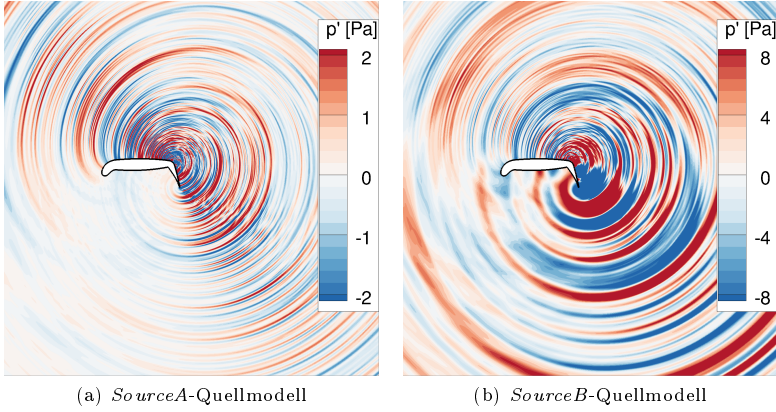


Abbildung 3.11: Momentaufnahmen der Schalldruckfelder des Krümmungsschalls basierend auf unterschiedlichen Quellmodellen in fRPM ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$, $c_\mu = 0,057$)

vorliegenden Fall nicht kalibriert sind, ist eine direkte Gegenüberstellung der absoluten Schalldruckpegel nicht sinnvoll. In Abbildung 3.11 sind zwei Momentaufnahmen des Schalldruckfelds dargestellt. Es ist deutlich zu sehen, dass die Wahl des Quellmodells einen signifikanten Einfluss auf das erzeugte Geräusch hat. So ist der aus dem *SourceB*-Modell emittierte Schall insgesamt tieffrequenter als in der Simulation mit dem *SourceA*-Modell. Darüber hinaus ist zu erkennen, dass die Schallabschattung des Profils nach unten-vorne bei der Verwendung des *SourceB*-Modells weniger effizient stattfindet. Die Schallabstrahlung nach oben hingegen ist für beide Quellmodelle ähnlich.

Abbildung 3.12 stellt die für den Gesamtschalldruckpegel ermittelten Richtcharakteristiken des Schalls aus den beiden Quellmodellen gegenüber. Dabei ist zu erkennen, dass die Schallabstrahlung im Winkelbereich von etwa 300° bis 90° näherungsweise die gleiche Form aufweist. Im Bereich von 90° bis 300° hingegen sind deutliche Unterschiede zu beobachten. Dies ist näherungsweise der Bereich, in dem eine Interaktion der Schallwellen mit dem Profil stattfindet. Besonders auffällig ist dabei, dass bei Verwendung des *SourceA*-Modells das Profil eine stärkere Abschattungswirkung als mit dem *SourceB*-Modell hat. Die Beobachtung lässt sich mit dem Frequenzgehalt der Signale in Einklang bringen. Es wurde gezeigt, dass der aus dem *SourceA*-Quellmodell entstehende Schall hochfrequenter ist. Für die Schallausbreitung nach unten-vorne wirkt die Klappenhinterkante als Beugungskante [105]. Eine entscheidende Rolle bei Beugungseffekten an starren Objekten spielt das Verhältnis von Objektgröße l zur Wellenlänge des Schalls λ , das durch die Helmholtzzahl $He = \frac{l}{\lambda}$ ange-

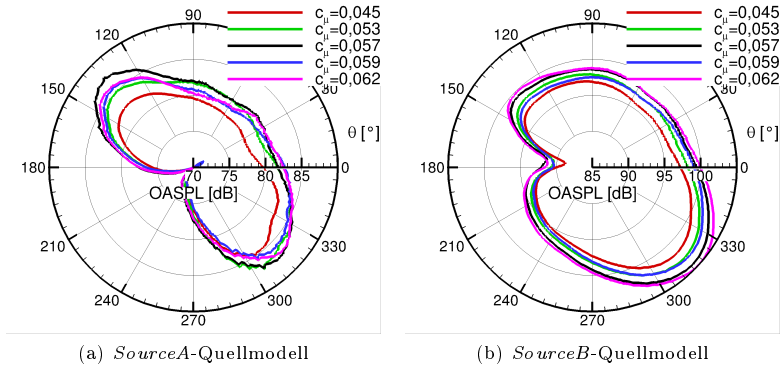


Abbildung 3.12: Variation der Richtcharakteristik des Krümmungsgeräusches mit dem Impulsbeiwert c_μ für unterschiedliche Quellmodelle ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$)

geben wird. Für $He \gg 1$ findet eine effektive Abschattung statt, während für $He \ll 1$ Beugungseffekte dominieren [2]. Die Länge der Hinterkanteklappe des Profils mit 75 mm entspricht der Wellenlänge des Schalls bei einer Frequenz von etwa 4,5 kHz. Wie später gezeigt wird, liegt das spektrale Maximum des aus dem *SourceA*-Quellmodell erzeugten Schalls deutlich oberhalb dieser Frequenz, was die effizientere Schallabschattung erklärt.

Die Frequenzabhängigkeit des Beugungseffekts lässt sich in der in einem schmalen Frequenzbereich ausgewerteten Richtcharakteristik bestätigen. In Abbildung 3.13 ist dafür die Richtwirkung des Schalls im 3,15 kHz-Terzband und im 10 kHz-Terzband dargestellt. Dabei wurden die Pegel des mit dem *SourceB*-Modell erzeugten Schalls so angepasst, dass diese im Bereich unterhalb des Profils mit denen des *SourceA*-Modells übereinstimmen. Dies ist aufgrund des gelösten linearen Gleichungssystems zulässig, um die qualitative Winkelabhängigkeit des abgestrahlten Schalls zu vergleichen. Zu erkennen ist, dass in beiden Terzbändern die Schallabstrahlung im Winkelbereich von etwa 180 bis 360° einen ähnlichen Verlauf zeigt. Damit ist die im vorangegangenen Absatz vermutete Abhängigkeit der Richtcharakteristik des Gesamtschalldruckpegels in diesem Bereich tatsächlich durch die unterschiedlichen dominanten Frequenzen begründet.

Im Hinblick auf die Abhängigkeit des Krümmungsgeräusches vom Impulsbeiwert der Ausblasung zeigen beide Quellmodelle ein ähnliches Bild. So ist beinahe über den gesamten Winkelbereich die Schallabstrahlung für den kleinsten Impulsbeiwert ($c_\mu = 0,0045$) am schwächsten. Für die höheren Werte ergibt sich allerdings kein konsistentes Bild, bei dem die Schallabstrahlung zum Beispiel mit dem Impulsbeiwert steigen würde. Dazu kommt, dass die Bandbreite

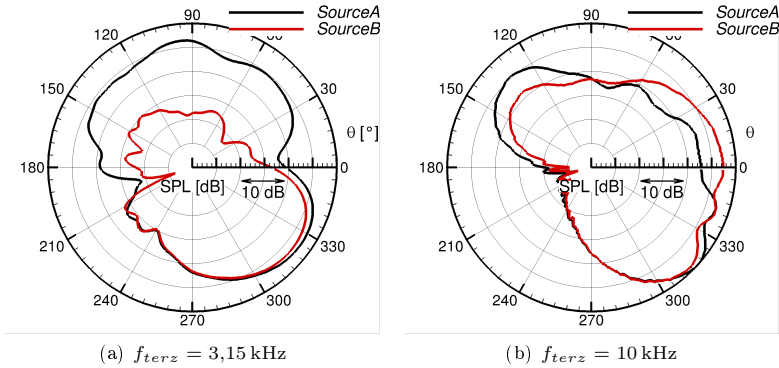


Abbildung 3.13: Abhängigkeit der Richtcharakteristik des Krümmungsgeräuschs vom numerischen Quellmodell in zwei exemplarischen Terzbändern ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$, $c_\mu = 0,057$)

der Kurven für $c_\mu > 0,045$ etwa 1 bis 2 dB beträgt. Damit liegen die beobachteten Pegeldifferenzen in etwa in der gleichen Größenordnung wie die erwartete Unsicherheit und sind somit nicht signifikant. An dieser Stelle kann daher kein Skalierungsgesetz abgeleitet werden.

Nach der Analyse der Richtcharakteristik des Krümmungsgeräuschs sind in Abbildung 3.14 die für einen Beobachter unterhalb der Profilhinterkante aufgezeichneten Terzbandspektren dargestellt. Wie bereits aus der Betrachtung der momentanen Schalldruckfelder abgeleitet, zeigt sich deutlich der Anteil des hochfrequenten Schalls am Gesamtgeräusch für das *SourceA*-Quellmodell. Das Pegelmaximum liegt dabei für alle Impulsbeiwerte nahe der Auflösungsgrenze. Die mit dem *SourceB*-Modell erzeugten Spektren weisen hingegen ein Maximum im Bereich 2 bis 5 kHz auf. Wie bei den Richtcharakteristiken erläutert, ergibt sich auch aus der spektralen Analyse des Schalls keine konsistente Verschiebung mit dem Impulsbeiwert, weder im Hinblick auf die Frequenz noch auf den Pegel.

Die gezeigten Untersuchungen ergeben, dass die Wahl des Quellmodells einen deutlichen Einfluss auf die simulierte Schallentstehung hat. Da der Quellmechanismus auf der Beschleunigung turbulenter Strukturen beruht, wird angenommen, dass die mit dem *SourceB*-Modell erzeugten Ergebnisse näher an der Realität sind. Darüber hinaus zeigen beide Quellmodelle eine ähnliche Reaktion auf die Variation des Impulsbeiwertes. Dementsprechend kommt für die nun folgenden Untersuchungen nur noch das *SourceB*-Modell zum Einsatz. Gleiches gilt für den späteren Vergleich zu den anderen Mechanismen der Schallerzeugung am Profil.

Wie bereits beim Strahlmischungsschall erläutert, geht eine Variation der

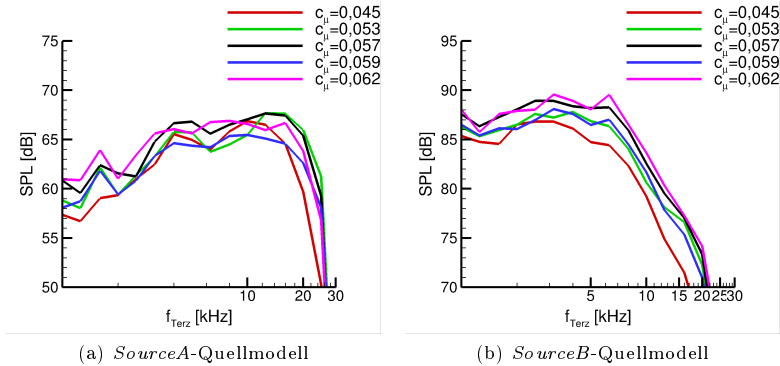


Abbildung 3.14: Variation der spektralen Form des Krümmungsgeräuschs mit dem Impulsbeiwert c_{μ} für unterschiedliche Quellmodelle für einen Beobachter unterhalb des Profils ($U_{\infty}^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$, $\theta = 270^\circ$)

Anströmgeschwindigkeit U_{∞}^0 immer mit einer Änderung entweder des Impulsbeiwerts oder der lokalen Strömungsgeschwindigkeit der Ausblasung einher. Auch an dieser Stelle werden beide Fälle betrachtet. Aus der Auftragung der Richtcharakteristik sowie des unter dem Profil ausgewerteten Terzbandspektrums (Abb. 3.15) wird deutlich, dass wie beim Strahlmischungsgeräusch nur die Variation der Strömungsgeschwindigkeit der Ausblasung einen signifikanten Einfluss auf die Schallentstehung hat. Dies legt die Vermutung nahe, dass das Krümmungsgeräusch hauptsächlich im direkt von der Ausblasung beeinflussten Teil der Grenzschicht erzeugt wird. Diese Beobachtung ist konsistent mit dem dort auftretenden lokalen Geschwindigkeitsmaximum.

Abschließend wird die Abhängigkeit des emittierten Schalls von Anstellwinkel des Profils untersucht. Vor allem die bei höheren Winkeln auftretenden lokalen Ablösungen an der Klappenhinterkante sind dabei von Interesse. Bei dem durch den Anstellwinkel erhöhten Auftrieb kommt es zudem zu einer Variation der Strömung um das gesamte Profil. Vor allem auf der Saugseite treten stärkere Beschleunigungen der Strömung auf, wodurch direkt die Turbulenz beeinflusst wird. Daher wird nun der geometrische Anstellwinkel von $\alpha_g = 0^\circ$ auf 12° erhöht. Abbildung 3.16 zeigt die für beide Fälle ausgewertete Richtcharakteristik sowie das Terzbandspektrum für eine Beobachterposition unterhalb des Profils. Dabei ist zu erkennen, dass sich der Gesamtschalldruckpegel über den gesamten Winkelbereich um etwa 1 bis 2 dB erhöht. Wie an der Form der Spektren zu sehen ist, liegt diese Erhöhung im Bereich der Pegelunsicherheit. Somit ist sie, obwohl konsistent mit lokal höheren Strömungsgeschwindigkeiten, nicht signifikant. Auch für einen Beobachter liegt sie an der

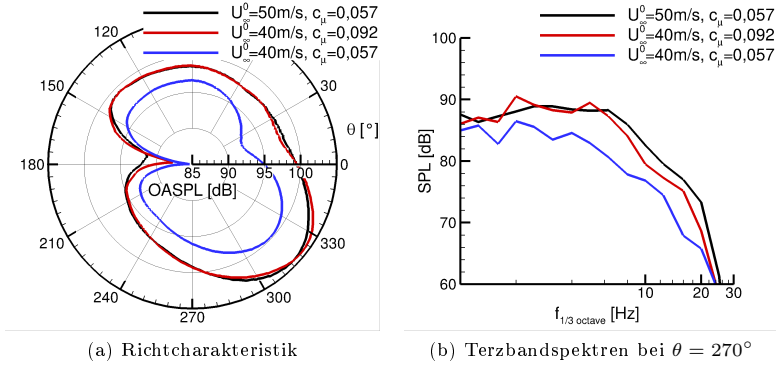


Abbildung 3.15: Abhängigkeit des Krümmungsgeräuschs von der Strömungsgeschwindigkeit im Fernfeld U_∞^0 bei konstanter Geschwindigkeit der Ausblasung U_{Jet}^0 bzw. konstantem Impulsbeiwert c_μ , basierend auf dem *SourceB*-Quellmodell ($\alpha_g = 0^\circ$)

Wahrnehmungsgrenze.

In den vorgestellten Untersuchungen des Krümmungsschalls konnten wertvolle Erkenntnisse über den Mechanismus sowie Abhängigkeiten von Parametern des Betriebspunkts des Profils abgeleitet werden. So wurde gezeigt, dass sowohl eine Variation des Impulsbeiwerts als auch des Anstellwinkels in den betrachteten Bereichen keine entscheidende Rolle für das von einem Beobachter wahrgenommene Geräusch haben. Lediglich eine geringere Anströmgeschwindigkeit führt in Verbindung mit einer Reduktion der lokalen Strömungsgeschwindigkeit der Ausblasung zu einer deutlichen Geräuschminderung.

3.2.3 Hinterkantenschall

In Abbildung 3.8 wurde bereits erkannt, dass die Schallabstrahlung von der Hinterkante im Fernfeld nicht eindeutig der klassischen Kardioiden folgt. Zur detaillierten Analyse wird zunächst ein einzelner Wirbel genutzt, der im fRPM-Rechengebiet der Hintergrundströmung folgt. In Abbildung 3.17 ist das simulierte Schalldruckfeld für 4 unterschiedliche Zeitpunkte dargestellt. Zum ersten Zeitpunkt befindet sich der Wirbel noch am Profil, direkt stromauf der Hinterkante. Hier wird noch kein Schall erzeugt. Im zweiten Bild ist zu sehen, dass der Wirbel die Klappenhinterkante passiert hat. Dabei bildet sich das klassische akustische Feld des Hinterkantenschalls, mit Ausbreitung von gegenphasigen Signalen auf Druck- und Saugseite. In Verlängerung der Hinterkante wird kein Schall abgestrahlt. Zum dritten Zeitpunkt wird auf der Druckseite des Profils deutlich, wie der von der Hinterkante abgestrahlte Schall am Profil reflektiert

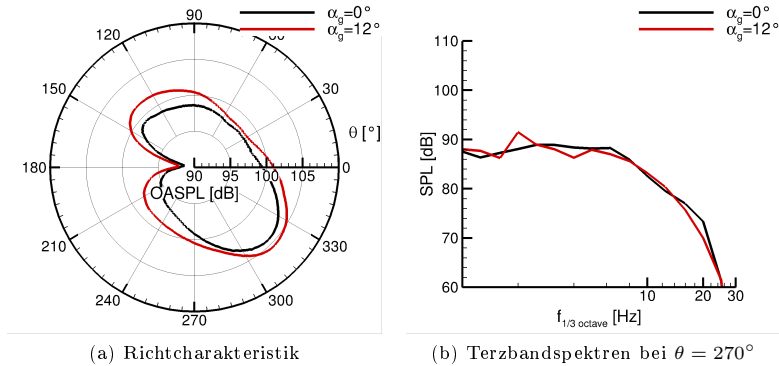


Abbildung 3.16: Einfluss des geometrischen Anstellwinkels α_g auf den Krümmungsschall von der Strömungsgeschwindigkeit im Fernfeld bei konstanter Geschwindigkeit der Ausblasung bzw. konstantem Impulsbeiwert, basierend auf dem *SourceB*-Quellmodell ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $c_\mu = 0,057$)

wird und sich eine zweite Wellenfront bildet. Im letzten Schritt ist zusätzlich zu erkennen, dass es auch an der abgesenkten Nase des Profils zu einer Reflexion kommt, bei der eine dritte Wellenfront entsteht. Währenddessen erfolgt das Abschwimmen des Wirbels hinter dem Profil ohne Schallerzeugung. Aus Beobachtung der drei sich unterhalb des Profils ausbreitenden Wellenfronten erklärt sich, warum in der Simulation mit Turbulenzrekonstruktion nicht die klassische Richtcharakteristik des Hinterkantenschalls zu erkennen ist.

In Abbildung 3.18 wird die Abhängigkeit der Richtcharakteristik des von der Hinterkante abgestrahlten Gesamtschalldruckpegels von dem Impulsbeiwert bei konstanter Anströmung präsentiert. Auf der linken Seite ist für den ermittelten Schalldruckpegel ein Anstieg mit dem Impulsbeiwert zu erkennen. Die Winkelabhängigkeit ändert sich dabei nur geringfügig. Dies entspricht der Erwartung, da mit einer höheren Ausblaserate der Strömung mehr Energie zugeführt wird. Dies führt zu einer höheren lokalen Strömungsgeschwindigkeit und zu einer höheren Turbulenzintensität an der Hinterkante. Damit greifen prinzipiell die gleichen Mechanismen wie bei der Skalierung des klassischen Hinterkantengeräuschs turbulent umströmter Profile. Auf der rechten Seite ist ein erster Versuch der Skalierung des Schalldruckpegels mit dem Impulsbeiwert dargestellt. Als Referenzgröße dient in diesem Fall $c_{\mu,ref} = 0,057$. Die Beobachtung zeigt, dass sich für eine Skalierung mit $(p')^2 \propto c_\mu^3$ für die Fälle mit $c_\mu > 0,045$ eine gute Übereinstimmung ergibt. Die maximal auftretenden Abweichungen liegen dann in der Größenordnung $\pm 1 \text{ dB}$. Für den Fall mit $c_\mu = 0,045$ liegt der skalierte Schalldruckpegel über dem der anderen

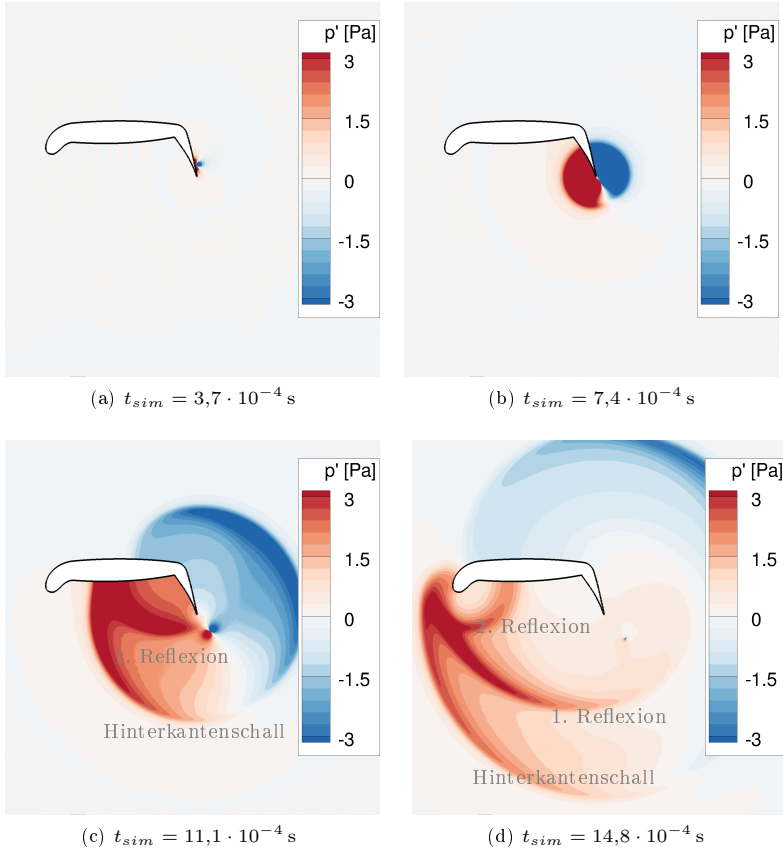


Abbildung 3.17: Schallentstehung und -ausbreitung an der Klappenhinterranke des Hochauftriebsprofils mit einem einzelnen Wirbel ($U_{\infty}^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$, $c_{\mu} = 0,057$)

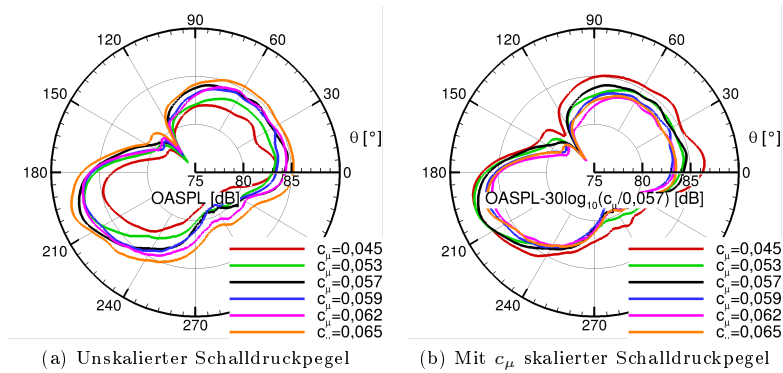


Abbildung 3.18: Variation der Richtcharakteristik des Hinterkantengeräusches mit dem Impulsbeiwert c_μ ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$)

Fälle. Dies kann wahrscheinlich auf den Strömungszustand an der Klappen-
hinterkante zurückgeführt werden. Wie bereits gezeigt, treten für den kleins-
ten Impulsbeiwert erste Ablösungstendenzen auf. Diese können als zusätzliche
Schallquelle auftreten.

Neben der Skalierung des Gesamtschalldruckpegels ist auch die der ermit-
telten Spektren interessant. Diese sind in Abbildung 3.19 für zwei Beobach-
terpositionen aufgetragen. Dabei ist zu erkennen, dass das unter dem Profil auf-
genommene Spektrum einen Knick bei 3,15 kHz aufweist. Dieser fehlt bei der
Beobachterposition über dem Profil. Die zuvor diskutierte Schallausbreitung
des einzelnen Wirbels legt nahe, dass es sich dabei um einen Interferenzeffekt
sich überlagernder Wellenfronten handelt.

Die Skalierung der Spektren mit dem Impulsbeiwert erfolgt näherungsweise
frequenzunabhängig. Dies entspricht dem Charakter des klassischen Hinter-
kantengeräusches und damit der Erwartung. Zusätzlich zu der Skalierung des
Pegels sollten die Spektren eine Strouhalskalierung aufweisen, also eine Ver-
schiebung zu höheren Frequenzen mit steigender Strömungsgeschwindigkeit an
der Klappenhinterkante. Diese ist allerdings vor allem aufgrund der starken
Schwankungen im Bereich des Pegelmaximums bei niedrigen Frequenzen nicht
zu erkennen. Die Schwankungen sind wahrscheinlich auf die kurze Simulations-
zeit von etwa 0,035 s zurückzuführen. Während der kurzen Simulationsdauer
passieren nur relativ wenige unterschiedliche Wirbel die Hinterkante des Pro-
fils, was zu einer schlechteren Statistik vor allem bei großen Strukturen führt.
Für den Beobachter unterhalb des Profils (Abb. 3.19 (b)) ist noch gut zu er-
kennen, dass die Frequenz des Knicks in den Spektren bei 3,15 kHz unabhängig
von der Ausblaserate ist. Dies unterstützt die Beobachtung, dass es sich hier-
bei um einen von der Geometrie des Profils hervorgerufenen Interferenzeffekt

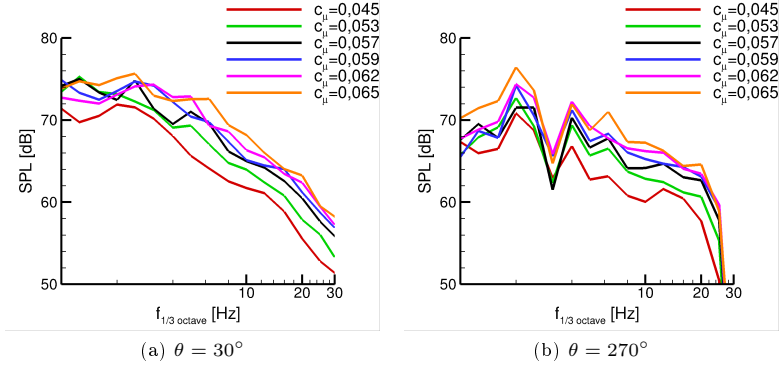


Abbildung 3.19: Variation des Hinterkantengeräuschs mit dem Impulsbeiwert c_μ für zwei Beobachterpositionen ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$)

handelt.

Zur genaueren Untersuchung der Skalierung des Hinterkantenschalls mit dem Impulsbeiwert sind in Abbildung 3.20 der Betrag der Strömungsgeschwindigkeit und die turbulente kinetische Energie über dem Wandabstand an der Klappenhinterkante aufgetragen. Beide Größen sind dabei linear auf den Impulsbeiwert bezogen. Diese Skalierung wurde gewählt, da sie für beide Größen die beste Übereinstimmung für die Saugseite liefert. Die Werte der Strömungsgeschwindigkeit und der turbulenten kinetischen Energie auf der Druckseite fallen deutlich geringer aus. Daher wird zunächst angenommen, dass für die Schallerzeugung die Turbulenz auf der Saugseite dominant ist. Diese Annahme wird später noch überprüft. Vor allem die lineare Skalierung der Strömungsgeschwindigkeit ist dabei bemerkenswert. Entsprechend der Definition von c_μ würde eine Skalierung mit $\sqrt{c_\mu}$ erwartet. Dass an der Hinterkante eine stärkere Abhängigkeit zu beobachten ist, ist vermutlich auf die insgesamt erhöhte Zirkulation zurückzuführen. In der Skalierung der turbulenten kinetischen Energie ist eine höhere Streuung als bei der Strömungsgeschwindigkeit (Abb. 3.20 (b)) zu erkennen. Insgesamt zeigt sich aber auch hier eine gute Übereinstimmung.

Mit der beobachteten Skalierung der Strömungsgeschwindigkeit und der turbulenten kinetischen Energie lässt sich eine Abschätzung der theoretischen Skalierung des Hinterkantenschalls vornehmen. Wie in Abschnitt 2.1.2 erläutert, kann der Betrag der Schallintensität $I \propto (p')^2$ über einen proportionalen Zusammenhang aus der gemittelten turbulenten Geschwindigkeitsschwankung U_{rms}^t , und der Konvektionsgeschwindigkeit der turbulenten Strukturen U_{conv}^t bestimmt werden. Zur Herleitung der Skalierung mit dem Impulsbeiwert c_μ werden nun die vorangegangenen Beobachtungen genutzt. Daraus ist bekannt, dass $U^0 \propto c_\mu$ und $k^t \propto c_\mu$ gilt. Nach der Taylor-Hypothese entspricht die

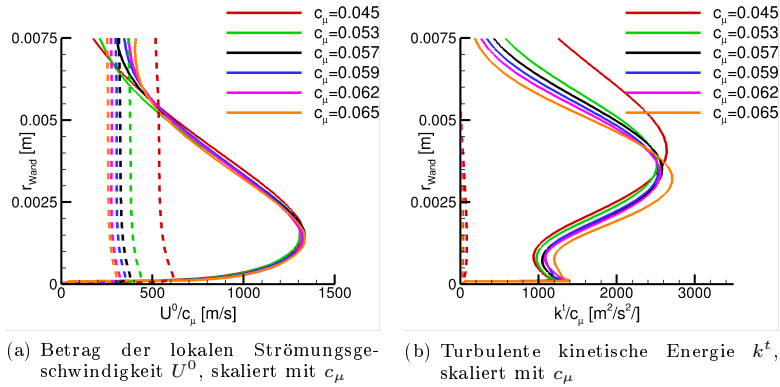


Abbildung 3.20: Variation der Strömung an der Klappenhinterkante mit dem Impulsbeiwert c_μ ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$, ——— Saugseite, - - - Druckseite)

mittlere Strömungsgeschwindigkeit U^0 der Transportgeschwindigkeit der turbulenten Strukturen U_{konv}^t . Per Definition ist darüber hinaus die turbulente kinetische Energie proportional zum Quadrat der gemittelten turbulenten Geschwindigkeitsschwankung. Damit ergibt sich die theoretische Skalierung des Betrags der Schallintensität zu Formel 3.2.

$$I \propto p'^2 \propto (U_{rms}^t)^2 (U_{konv}^t)^3 \propto c_\mu^3 c_\mu^3 \quad (3.2)$$

Der Betrag der Schallintensität skaliert somit für konstante Anströmbedingungen theoretisch mit c_μ^4 . Zum Vergleich mit der in Abbildung 3.18 beobachteten Skalierung ist zu beachten, dass diese auf einer 2D Simulation beruht. Die theoretisch zu erwartende Skalierung beträgt dabei $(p')^2 \propto c_\mu^3$ bzw. $SPL_{norm} = SPL - 30 \log_{10} \left(\frac{c_\mu}{c_{\mu,ref}} \right)$. Der Exponent des Impulsbeiwerts wird dabei um 1 verringert, da c_μ proportional zur lokalen Konvektionsgeschwindigkeit der turbulenten Strukturen ist, welche in die Modellierung der spannweiten Korrelationslänge eingeht [11]. Diese Skalierung mit c_μ^3 wird für vollständig an der Klappe anliegende Strömungen auch in den Simulationen beobachtet (vgl. Abb. 3.18). Dass an dieser Stelle das gleiche Skalierungsgesetz wie für den Strahlmischungsschall beobachtet wird, ist unerwartet. Mit Berücksichtigung des nichtlinearen Einflusses der Strömungsgeschwindigkeit der Ausblasung auf die Strömungsgrößen an der Klappenhinterkante ergibt sich eine logische Herleitung.

Neben der Skalierung des Hinterkantenschalls mit dem Impulsbeiwert bei konstanter Anströmung wird im Folgenden, wie für das Krümmungs- und

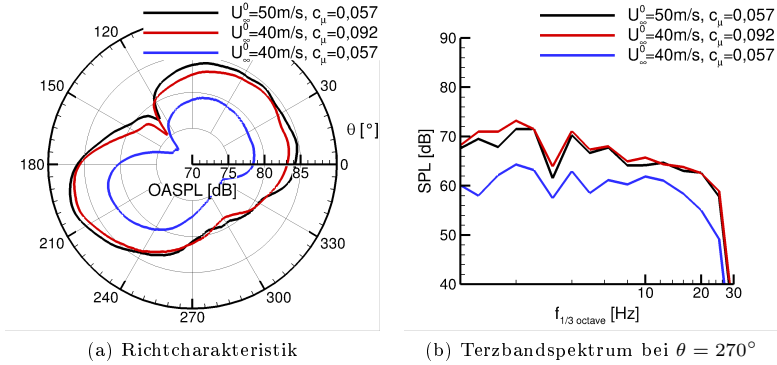


Abbildung 3.21: Abhängigkeit des Hinterkantengeräuschs am Hochauftriebsprofil von der Geschwindigkeit der freien Anströmung U_∞^0 bei konstanter Strömungsgeschwindigkeit der Ausblaseung U_{Jet}^0 , bzw. Impulsbeiwert c_μ ($\alpha_g = 0^\circ$)

Strahlmischungsgeräusch, die Anströmgeschwindigkeit zunächst bei konstanter Ausblasegeschwindigkeit und anschließend bei konstantem Impulsbeiwert auf $40 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ verringert (Abb. 3.21). Sowohl die Richtcharakteristik als auch das Terzbandspektrum zeigen eine vergleichbare Abhängigkeit von Anström- und Ausblasegeschwindigkeit wie beim Krümmungsgeräusch. Dies liefert einen Hinweis darauf, dass für die Entstehung des Hinterkantengeräuschs die wandnahen Bereiche der turbulenten Grenzschicht auf der Saugseite des Profils eine dominante Rolle spielen.

Zur Prüfung des Beitrags der Turbulenz auf Saug- bzw. Druckseite der Hinterkantenklappe zum Gesamtgeräusch wird genutzt, dass die Kopplung der turbulenten Quellen aus fRPM in PIANO über den Relaxationsparameter σ erfolgt. Wird dieser lokal zu 0 gesetzt, werden dort keine Quellen übergeben (vgl. Abb. 3.22). In fRPM findet die Turbulenzrekonstruktion weiter auf dem gesamten Rechengebiet statt. Dadurch sind die Ergebnisse der drei Konfigurationen (Turbulenz nur auf Druck- bzw. Saugseite bzw. an der gesamten Hinterkante) vergleichbar. Abbildung 3.23 zeigt die Richtcharakteristik und die ausgewerteten Spektren unterhalb des Profils ($\theta = 270^\circ$). In beiden Darstellungen ist deutlich zu erkennen, dass der von der Turbulenz auf der Druckseite erzeugte Schall etwa 20 dB geringer ist. Die Schallerzeugung von der Saugseite des Profils und der vollständigen Einkopplung hingegen ist näherungsweise identisch. Geringe Unterschiede lassen sich durch numerische Störungen erklären. Diese können zum Beispiel durch die scharfe Grenze der Ausblendung stromab der Hinterkante hervorgerufen werden. Alle Ergebnisse zeigen prinzipiell den gleichen Verlauf der Richtcharakteristik und des Spektrums. Somit

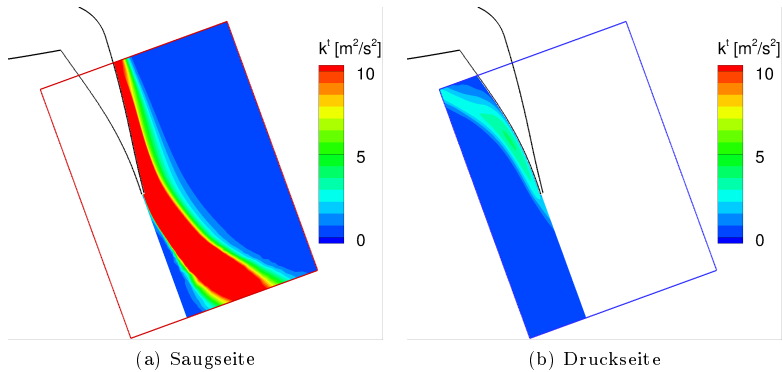


Abbildung 3.22: Übergabe der Quellen zur getrennten Simulation der Schallentstehung durch Turbulenz auf der Saug- und Druckseite der Klappe ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$, $c_\mu = 0,057$). Dargestellt sind jeweils die Bereiche mit Relaxationsparameter $\sigma > 0$

kann davon ausgegangen werden, dass in allen Fällen der korrekte Mechanismus der Schallentstehung realisiert wird. Darüber hinaus ist das Ergebnis konsistent zu der auf der Druckseite deutlich geringeren turbulenten Energie und Strömungsgeschwindigkeit (Abb. 3.20).

Neben der Variation des Impulsbeiwertes und der Strömungsgeschwindigkeit U_∞^0 kann auch der Anstellwinkel des Profils einen entscheidenden Einfluss auf die Strömung an der Klappenhinterkante haben. So bewirkt eine Erhöhung des geometrischen Anstellwinkels von 0° auf 12° , dass die Strömung bei konstantem $c_\mu = 0,057$ auf der Saugseite der Klappe ablöst (vgl. Abb. 3.4). Anhand der in Abbildung 3.24 dargestellten Richtcharakteristik des Gesamtschalldruckpegels und des unterhalb des Profils ausgewerteten Spektrums lässt sich der Einfluss dieser Ablösung auf die Schallentstehung untersuchen. In der Richtcharakteristik ist zu erkennen, dass die Strömungsablösung eine veränderte Schallabstrahlung zur Folge hat. Bis auf einen Bereich zwischen 260° und 350° ist eine Erhöhung des Gesamtschalldruckpegels von etwa 2 bis 3 dB zu beobachten. In diesem Bereich, der in etwa der Verlängerung der Profillehne liegt, kommt es zu einer stärkeren Schallerhöhung von bis zu 6 dB. Dies legt nahe, dass die Ablösung eine neue akustische Quelle darstellt. Diese besitzt eine andere Richtcharakteristik als der klassische Hinterkantenschall. Daher wird der Bereich des Minimums der Schallabstrahlung der Hinterkante besonders beeinflusst. Im Spektrum ist die Strömungsablösung als deutliche Verschiebung zu niedrigeren Frequenzen zu erkennen. Dies entspricht der Erwartung, da durch die Ablösung größere turbulente Strukturen an der Schallerzeugung beteiligt

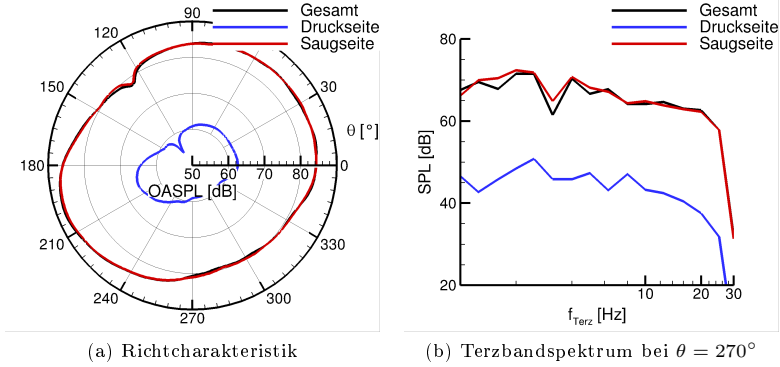


Abbildung 3.23: Erzeugung des Hinterkantengeräuschs am Hochauftriebsprofil aus der Turbulenzrekonstruktion für die Saug- und Druckseite ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$, $c_\mu = 0,057$)

sind. Interessant ist zu beobachten, dass der Interferenzknick bei 3,15 kHz verschwindet. Dies bestätigt die Vermutung, dass unter $\theta = 270^\circ$ vor allem von der Ablösung erzeugter Zusatzschall aufgenommen wird. Dieser wird nicht an der Profilunterseite reflektiert, es kommt also nicht zu der zuvor beobachteten Interferenz.

Im vorangegangenen Abschnitt wurde diskutiert, dass in der Simulation des Krümmungsgeräuschs das *SourceB*-Quellmodell die wahrscheinlich physikalisch besseren Ergebnisse liefert. Die bis hier gezeigten Untersuchungen des Hinterkantenschalls beruhen alle auf dem *SourceA*-Modell. Zum quantitativen Vergleich des Krümmungs- und Hinterkantengeräuschs können aber nur Simulationen mit dem gleichen Quellmodell verwendet werden. Daher wird untersucht, ob das *SourceB*-Modell zur Abbildung des Hinterkantenschalls eingesetzt werden kann. In Abbildung 3.25 sind dazu zum einen die Richtcharakteristik und zum anderen die für einen Beobachter unterhalb des Profils ausgewerteten Spektren dargestellt. Dabei wird deutlich, dass die Wahl des Quellmodells keinen qualitativen Einfluss auf den emittierten Schall hat. Die mit dem *SourceB*-Modell erreichten Schalldruckpegel liegen um etwa 14 dB höher. Dieser Unterschied ist allerdings näherungsweise konstant über den Abstrahlwinkel θ und die Frequenz. Damit lässt er sich aufgrund des linearen Ansatzes auf die fehlende Kalibrierung der Modelle zurückführen. Lediglich bei hohen Frequenzen fällt das Spektrum des *SourceB*-Modells etwas früher ab. Der Bereich des maximalen Schalldruckpegels wird aber von beiden Modellen gleich vorhergesagt. Daher können die Simulationen mit dem *SourceB*-Modell zum Vergleich der Gesamtschallabstrahlung des Krümmungs- und Hinterkantengeräuschs genutzt werden.

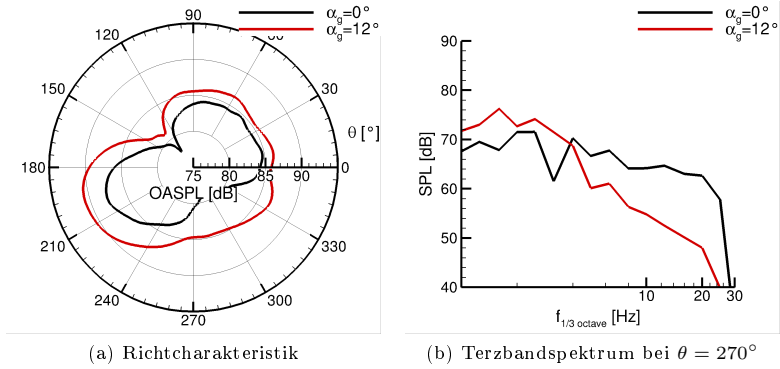


Abbildung 3.24: Einfluss der Erhöhung des geometrischen Anstellwinkels α_g auf den emittierten Hinterkantenschall ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $c_\mu = 0,057$)

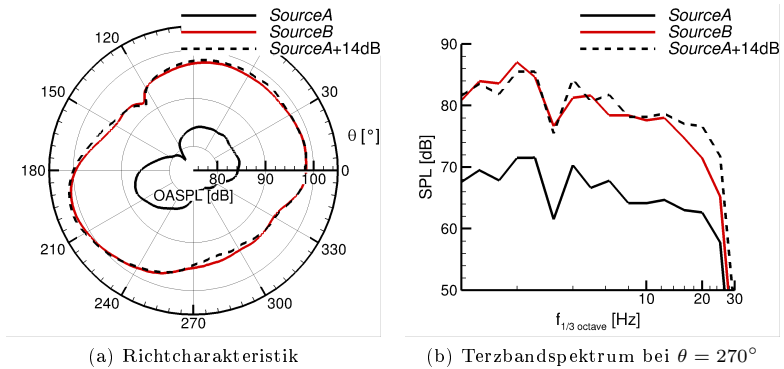


Abbildung 3.25: Vergleich der Schallentstehung an der Klappenhinterkante des Hochauftriebsprofils mit unterschiedlichen Quellmodellen ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$, $c_\mu = 0,057$)

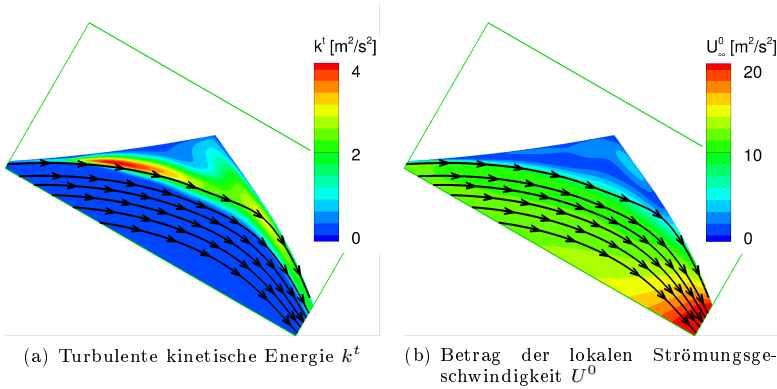


Abbildung 3.26: Darstellung der Hintergrundströmung im fRPM-Rechengebiet auf der Druckseite des Profils ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$, $c_\mu = 0,057$)

3.2.4 Ablösungsschall

In der Darstellung der Schallfelder der einzelnen Quellen in Abbildung 3.8 wurde deutlich, dass die Ablösung auf der Druckseite der Klappe keinen relevanten Beitrag zum Gesamtgeräusch liefert. Zur Überprüfung dieses Ergebnisses sind in Abbildung 3.26 neben exemplarischen Stromlinien die turbulente kinetische Energie k^t und der Betrag der lokalen Strömungsgeschwindigkeit U^0 dargestellt. Zu sehen ist, dass in der Scherschicht am Rand der Ablösung die maximal auftretende turbulente Energie um etwa einen Faktor 20 geringer ist als an der Klappenhinterkante. Darüber hinaus ist die lokale Strömungsgeschwindigkeit in der Scherschicht um etwa eine Größenordnung kleiner als die Geschwindigkeit der freien Anströmung U_∞^0 . Beide Aspekte bestätigen die geringe Schallabstrahlung. Auf weitere Untersuchungen des Ablösungsgeräuschs wird daher verzichtet.

3.2.5 Gesamtschall

Zur Bewertung der Gesamtschallabstrahlung des betrachteten Hochauftriebsystems mit aktiver Strömungskontrolle liegt der Fokus auf der Schallabstrahlung in die Halbebene unter dem Profil. Die Schallemission nach oben ist für einen Beobachter am Boden nicht relevant.

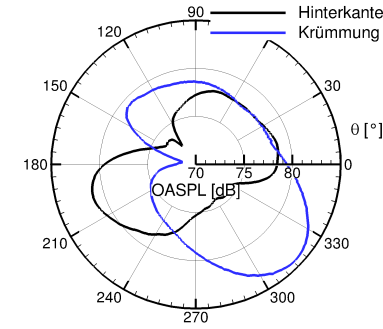
In der Untersuchung der einzelnen Schallquellen wurde ermittelt, dass die lokale Strömungsbildung auf der Druckseite der Hinterkantenklappe keine dominante Quelle darstellt. Für die Schallabstrahlung nach unten ist darüber hinaus der direkt an der Ausblasung entstehende Strahlmischungsschall eben-

falls keine dominante Quelle. Dies liegt vor allem an der effektiven Abschattungswirkung des Profils. Damit bleiben als relevante Schallquellen das auf der Saugseite der Klappe entstehende Krümmungsgeräusch und das Hinterkantengeräusch übrig. Beide Schallquellen können mit dem gleichen Quellmodell simuliert werden. Damit ist ein direkter Vergleich der Schalldruckpegel möglich der eine Gewichtung der beiden Quellen erlaubt. Exemplarisch wird zunächst ein Betriebspunkt betrachtet ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$, $c_\mu = 0,057$). Anschließend folgt eine qualitative Einschätzung zur Abhängigkeit der Beiträge der einzelnen Quellen im Rahmen der gezeigten Parametervariationen.

In Abbildung 3.27 sind neben der Richtcharakteristik des Krümmungs- und Hinterkantengeräuschs die für zwei Beobachterpositionen ausgewerteten Spektren dargestellt. In der Richtcharakteristik ist zu erkennen, dass die dominante Schallabstrahlung der beiden Quellen bei unterschiedlichen Winkeln liegt. So wird das Gesamtgeräusch nach unten-vorne vom Hinterkantenschall, nach unten-hinten hingegen vom Krümmungsschall dominiert. Betrachtet man die ermittelten Terzbandspektren, zeigt sich bei beiden Quellen ein ähnlicher Verlauf. Unter $\theta = 220^\circ$ fällt das Spektrum des Krümmungsgeräuschs allerdings zu hohen Frequenzen stärker ab. Dies ist auf die verringerte Beugung der kurzwelligen Schallwellen an der Hinterkante zurückzuführen. Bei $\theta = 270^\circ$ hingegen liegt das Pegelmaximum des Krümmungsschalls bei höheren Frequenzen als das des Hinterkantengeräuschs. Dies entspricht den unterschiedlichen Grenzschildicken und damit verschiedenen Größen der turbulenten Strukturen am jeweiligen Quellort.

In den vorangegangenen Abschnitten wurde die Skalierung des Krümmungs- und Hinterkantengeräuschs mit dem Impulsbeiwert c_μ diskutiert. Dabei wurde gezeigt, dass für den betrachteten Übergangsbereich zwischen Grenzschicht- und Zirkulationskontrolle die Variation des Schalldruckpegels in der Größenordnung von etwa ± 2 dB liegen. Die Unterschiede der Schallabstrahlung der beiden Quellen zueinander liegen im Vergleich deutlich höher. Somit wird auch bei einer Variation des Impulsbeiwertes die Gesamtschallemission nach unten-vorne vom Hinterkanten- und nach unten-hinten vom Krümmungsgeräusch dominiert.

Die gezeigten basieren Ergebnisse auf 2D-Simulationen. Der Einfluss unterschiedlicher Korrelationslängen der turbulenten Strukturen in Spannweitenrichtung Λ^t wird darin nicht abbilden. Wie in Kapitel 2 für das Hinterkantengeräusch erläutert, führt eine geringere Korrelationslänge zu einer verminderten Schallabstrahlung. Mit dem dargestellten Zusammenhang von $p'^2 \propto \Lambda^t$ würde zum Beispiel eine Halbierung der Korrelationslänge einer Quelle im Vergleich zur anderen zu einer Verschiebung von 3 dB führen. Durch die unterschiedlichen Richtcharakteristiken der beiden Quellen werden allerdings nur geringe Änderungen in der Gewichtung erwartet.



(a) Richtcharakteristik

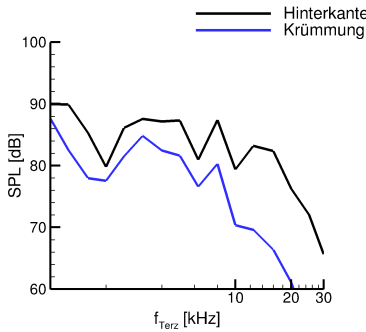
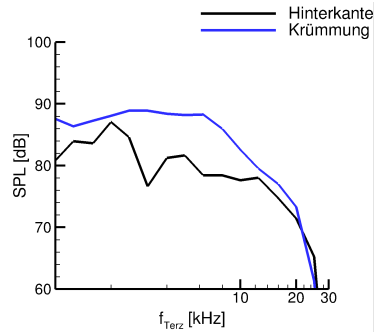
(b) Terzbandspektrum bei $\theta = 220^\circ$ (c) Terzbandspektrum bei $\theta = 270^\circ$

Abbildung 3.27: Vergleich der Schallentstehung an der Klappenhinterkante des Hochauftriebsprofils mit unterschiedlichen Quellmodellen ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$, $c_\mu = 0,057$)

4 Aeroakustische Analyse von porösen Materialien

In diesem Kapitel wird ausführlich auf die aeroakustischen Eigenschaften poröser Materialien zur Reduktion des Hinterkantengeräuschs an einem Tragflügelprofil eingegangen. Die Grundlagen dieses Mechanismus wurden bereits in Kapitel 2 erläutert.

Die aeroakustischen Untersuchungen erfolgen an dem Tragflügelprofil, auf dem das im vorherigen Kapitel betrachtete Hochauftriebsprofil mit aktiver Strömungskontrolle basiert. Dieses ist in Abbildung 4.1 (a) skizziert und hat eine Sehnenlänge von 300 mm. Die Simulationen und Messungen zu den porösen Hinterkanten werden am gleichen Profil durchgeführt. Der poröse Teil erstreckt sich über die letzten 10% (also 30 mm) des Profils (vgl. Abb. 4.1 (b)).

In den folgenden Abschnitten werden zunächst einige der in den Experimenten eingesetzten porösen Materialien mit ihren charakteristischen Materialparametern zur numerischen Modellierung vorgestellt. Anschließend wird auf den Simulationsaufbau und die Verknüpfung zu den Messungen eingegangen, bevor für das Referenzprofil mit solider Hinterkante und unterschiedlichen porösen Hinterkanten ein Vergleich zwischen Simulation und Messung vorgenommen wird. Darauf aufbauend werden numerische Parameterstudien zu unterschiedlichen porösen Materialien präsentiert, die zum Verständnis der Schallerzeugung an porösen Profilhinterkanten beitragen. Anschließend werden erste Schritte in Richtung aeroakustisch optimierter poröser Materialien unternommen.

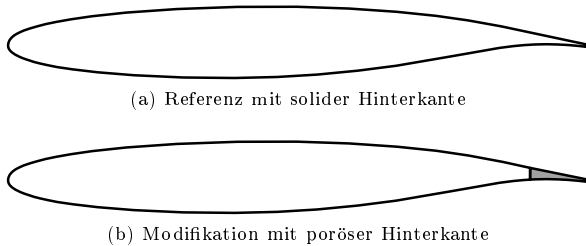


Abbildung 4.1: Skizze der Profilmodifikation mittels poröser Hinterkante

Tabelle 4.1: Materialparameter ausgewählter poröser Hinterkanten zum Vergleich der akustischen Simulationen mit experimentellen Ergebnissen

Bezeichnung	Porosität ϕ [-]	Permeabilität κ [m ²]
PA80-110	0,46	$1,2 \cdot 10^{-10}$
PA80-110_2018	0,46	$3,9 \cdot 10^{-10}$
PA120-150	0,55	$1,2 \cdot 10^{-9}$
PA200-250	0,57	$4,3 \cdot 10^{-9}$

4.1 Poröse Materialien

Tabelle 4.1 gibt eine Übersicht über vier verschiedenen Materialien, die zur Herstellung poröser Hinterkanten zum Einsatz gekommen sind. Weitere Hinterkanten sind aus Kombination von jeweils 2 der Materialien in einer Hinterkante bzw. durch die mechanische Bearbeitung mit einem Walzwerk [159] entstanden. Die dargestellten Materialparameter Porosität ϕ und Permeabilität κ wurden im Rahmen des SFB880 von Partnern der TU Braunschweig experimentell ermittelt und als Datenbank ¹ zur Verfügung gestellt [97, 98]. Beim Vergleich der Materialien fällt auf, dass die Porosität nur in geringem Umfang variiert, während sich die Permeabilität zwischen dem feinporigen PA80-110 und dem grobporigen PA200-250 um mehr als eine Größenordnung unterscheidet.

4.2 Simulationsaufbau

Wie bei den Simulationen des Profils mit Hochauftriebsklappe im vorangegangenen Kapitel werden für die Strömungs- und akustischen Berechnungen zwei unterschiedliche Rechnernetze benötigt. Das Gitter für die CFD wurde auch hier zusammen mit allen benötigten Parametern vom Institut für Strömungsmechanik der TU Braunschweig zur Verfügung gestellt. Anders als zuvor besteht dieses Rechengitter wie in Abbildung 4.2 (a) nur aus Hexaederelementen und ist als zweidimensionales O-Netz mit einem Radius von 2 m (= 6,67 · c) um die Hinterkante des Profils ausgeführt. Dies ist für den Fall mit poröser Hinterkante ein Unterschied zum Experiment, in dem von der gesamten Modellschallweite von 800 mm nur die mittlere Hälfte porös ist.

Abbildung 4.2 zeigt die Blockstruktur des ebenfalls zweidimensionalen akustischen Rechnernetzes für PIANO. Dieses wurde basierend auf den Erfahrungen zur Simulation von Hinterkantenschall erstellt [133]. Im Quellbereich ist die Auflösung gleich der Auflösung des fRPM-Rechnernetzes ($\Delta = 0,0005 \cdot c$). Anders als bei dem Hochauftriebsprofil muss als Quellregion nur die Hinter-

¹<https://www.tu-braunschweig.de/SFB880>

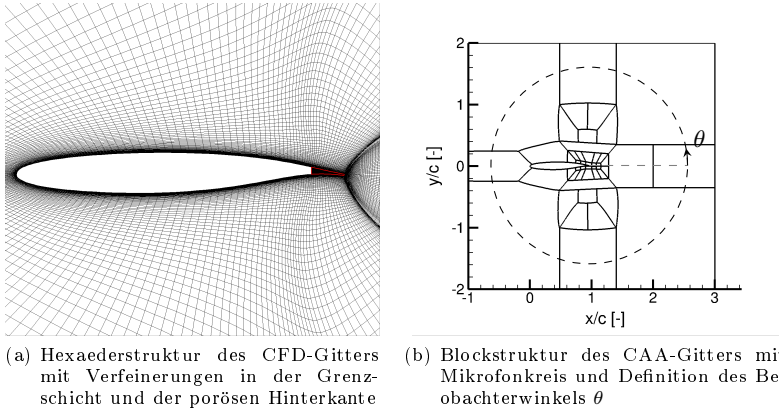


Abbildung 4.2: Rechnernetze für die CFD- und CAA-Simulationen des F16-Profiles mit poröser Hinterkante. Das CFD-Gitter wurde vom Institut für Strömungsmechanik der TU Braunschweig zur Verfügung gestellt

kante des Profils vernetzt werden. Dies führt zu einer deutlichen Reduktion der Punkteanzahl. Für das akustische Fernfeld wurde darauf geachtet, dass akustische Wellen bis zu einer Frequenz von 10 kHz mit mindestens 7 Punkten pro Wellenlänge aufgelöst werden. Dies entspricht einer maximalen dimensionslosen Gitterweite von etwa $\Delta = 0,016$ und führt zu einer Gitterpunkteanzahl von insgesamt rund 1,7 Millionen. Auf 48 Prozessoren ergeben sich damit Rechenzeiten von etwa 8 Stunden für die Realisation eines einzelnen Wirbels und knapp 40 Stunden für die Simulationen mit Turbulenzrekonstruktion. Beide Herangehensweisen werden im Folgenden erläutert.

4.2.1 Hinterkantengeräusch mit Einzelwirbel

Zur detaillierten Untersuchung des akustischen Quellmechanismus an der porösen Hinterkante eines Tragflügelprofils wird ein einzelner Wirbel betrachtet, der entlang des Profils transportiert wird. Der Vorteil dabei ist, dass eine mögliche Schallentstehung am Übergang vom soliden zum porösen Teil des Profils untersucht werden kann. Bei der vollständigen Simulation des Hinterkantenschalls mit Rekonstruktion der Grenzschichtturbulenz ist dies nicht möglich, da beide Quellen simultan auftreten. Dieser Simulationsansatz wurde bereits erfolgreich für ein NACA 0012 Tragflügelprofil angewendet [139]. Dabei wurde der Wirbel an einer definierten Position direkt in das CAA Rechengebiet eingesetzt und durch Lösen der LEE mit der Hintergrundströmung transportiert.

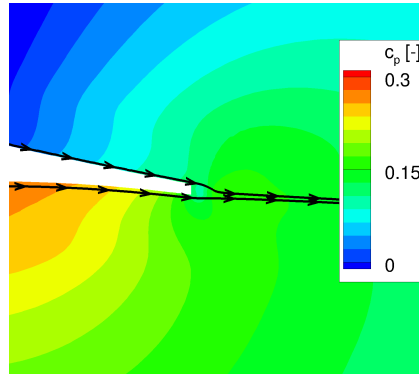


Abbildung 4.3: Darstellung des Ablösegebiets an der stumpfen, soliden Hinterkante des F16 Profils bei $\alpha_g = -0,5^\circ$

Dies ist für das hier betrachtete F16 Profil nicht möglich, da das Profil eine dickere Hinterkante von 1,1 mm (entspricht $0,37\% \cdot c$) hat. An dieser bildet sich in der Strömungssimulation ein kleines Gebiet mit abgelöster Strömung (Abbildung 4.3). Wenn in PIANO ein von den LEE transportierter Wirbel mit diesem Gebiet interagiert, bildet sich eine aufklingende hydrodynamische Störung. Dies kann mit Lösung der APE vermieden werden. Da Wirbelmoden dabei nicht ausbreitungsfähig sind, kann der Wirbel nicht direkt als Startlösung im CAA-Gebiet vorgegeben werden. Stattdessen wird fRPM mit dem *SourceB*-Quellmodell genutzt. Abbildung 4.4 zeigt jeweils eine Stromlinie auf der Saug- und der Druckseite des Profils. Entlang dieser wurde in getrennten Simulationen jeweils ein Wirbel realisiert.

4.2.2 Hinterkantengeräusch mit Turbulenzrekonstruktion

Neben der isolierten Betrachtung eines einzelnen Wirbels wird auch mit der Rekonstruktion der turbulenten Quellen auf Grundlage der von der Strömungssimulation ermittelten Statistik gearbeitet. Dabei werden Ergebnisse erzeugt, die direkt mit den Windkanalexperimenten vergleichbar sind.

Ein großer Vorteil des in Abschnitt 2.4 vorgestellten Verfahrens liegt in der Trennung zwischen fRPM zur Turbulenzrekonstruktion und PIANO zur Simulation der Schallentstehung und -ausbreitung. Für die in dieser Arbeit betrachteten porösen Materialien ermöglicht dies, zwischen den Effekten des Materials auf die Turbulenz und auf die Effizienz der akustischen Quelle zu differenzieren. So kann zum Beispiel die PIANO-Simulation des Profils mit solider Hinterkante auch mit der Turbulenz eines Profils mit poröser Hinterkante durchgeführt werden. Diese Fälle werden physikalisch nie auftreten, erlauben aber einen Einblick in die aeroakustische Wirkungsweise poröser Tragflügel-

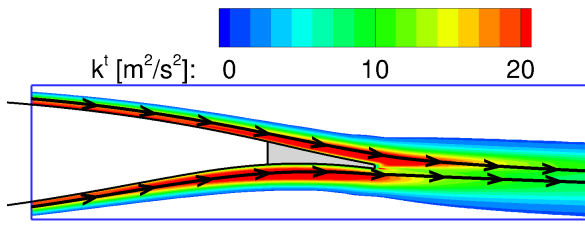


Abbildung 4.4: F16 Profil mit poröser Hinterkante und **fRPM** Rechengebiet mit Darstellung der turbulenten kinetischen Energie der Grenzschicht. Gezeigt sind zudem zwei Stromlinien, entlang derer in getrennten Simulationen jeweils ein einzelner Wirbel das Profil passiert

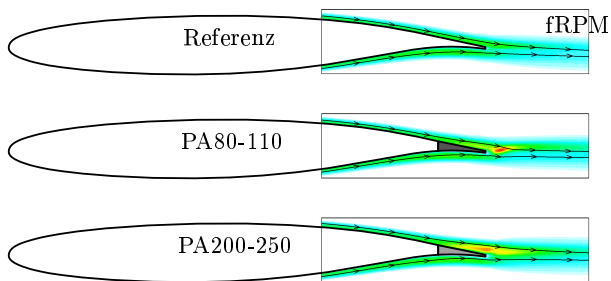


Abbildung 4.5: Darstellung der Turbulenz am F16 Profil mit solider und poröser Hinterkante anhand der turbulenten kinetischen Energie

hinterkanten. Darüber hinaus stellt die Kombination von unterschiedlichen porösen Hinterkanten mit dem Turbulenzfeld des soliden Profils ein Bindeglied zu den zuvor erläuterten Simulationen mit einem einzelnen Wirbel dar. Dabei bleibt der Einfluss des Materials auf den Schallerzeugungsprozess isoliert, während simultan Wirbel unterschiedlicher Größen und Stärken betrachtet. Somit erlaubt dieser Ansatz die breitbandige Wirkung des porösen Materials einzuordnen. Dafür kann hier nicht mehr die Gewichtung zwischen den möglichen Quellorten (Hinterkante / Übergang vom soliden zur porösen Material) unterschieden werden.

Aufbereitung der Simulationsergebnisse zum Vergleich mit den Messungen

Die aeroakustischen Simulationen wurden alle als zweidimensionale Rechnungen ausgeführt. Vorangegangene Arbeiten haben gezeigt, dass durch eine geeignete Aufarbeitung der Simulationsergebnisse ein direkter Vergleich mit Messungen im akustischen Windkanal möglich ist [66, 134]. Damit können die zeitlich wenig aufwändigen 2D-Simulation für die Betrachtung einer Vielzahl von Materialparametern genutzt werden. Neben dem Einfluss von spannweitigen Effekten muss dabei die Position des virtuellen Mikrofons im CAA-Rechengebiet mit der des Messmikrofons in Einklang gebracht werden. Wie bereits in Abschnitt 2.5.2 erläutert, sind die Messdaten normiert auf den Fall eines Flügel mit einer Spannweite von 1 m und einem Abstand zwischen Mikrophon und Hinterkante von ebenfalls 1 m. Die Korrektur der Simulationsdaten erfolgt darauf aufbauend in 2 Schritten:

1. Abstandskorrektur Hinterkante-Mikrophon basierend auf der 2D-Schallausbreitung im Rechengebiet
2. 2D / 3D Korrektur unter Berücksichtigung der spannweitigen Korrelationslängen

Im Zweidimensionalen nimmt der Betrag der Schallintensität im Fernfeld mit dem inversen Abstand zur Quelle ab [31]. Für den Schallwechseldruck p' bzw. daraus abgeleitet den Schalldruckpegel SPL ergibt sich der in Formel 4.1 dargestellte Zusammenhang. Dass sich das Mikrophon im Rechengebiet im akustischen Fernfeld befindet, wird später noch gezeigt.

$$p' \propto \frac{1}{\sqrt{r}}$$

$$SPL_{r2} = SPL_{r1} + 10 \log_{10} \left(\frac{r1}{r2} \right) \quad (4.1)$$

Für die hier betrachteten Fälle folgt daraus eine Korrektur für den Mikrophonabstand mit $r1 = 0,45 \text{ m} (\hat{=} 1,5 \cdot c)$ aus der Simulation und $r2 = 1 \text{ m}$ auf die normierten Messdaten von $\Delta SPL_r = 10 \log_{10} \left(\frac{0,45 \text{ m}}{1 \text{ m}} \right) = -3,5 \text{ dB}$.

Für die 2D zu 3D Korrektur wird anschließend Gleichung 4.2 [46] verwendet. In diese gehen als Größen die Spannweite des 3D Flügels b , der Abstand des Mikrofons zur Quelle r , die Machzahl der freien Anströmung Ma_∞^0 sowie eine empirische Konstante C ein. Diese Konstante modelliert die spannweiteige Korrelationslänge der turbulenten Strukturen und wird mit $C \approx 2.1$ angegeben [46].

$$SPL_{3D} = SPL_{2D} + 10 \log_{10} \left(\frac{C}{2\pi} \frac{b}{r} Ma_\infty^0 \right) \quad (4.2)$$

Für die Anströmgeschwindigkeiten $40 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bzw. $60 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ ergeben sich somit die folgenden Korrekturwerte:

$$\Delta SPL_{40 \frac{\text{m}}{\text{s}}} = -14 \text{ dB}$$

$$\Delta SPL_{50 \frac{\text{m}}{\text{s}}} = -13 \text{ dB}$$

$$\Delta SPL_{60 \frac{\text{m}}{\text{s}}} = -12,2 \text{ dB}$$

Aus diesen Werten folgen die Gesamtkorrekturen der Schalldruckpegel zu $-17,5$ bis $-15,7$ dB. Prinzipiell ist es auch möglich, erst die 2D zu 3D Korrektur anzuwenden und anschließend die Mikrofonposition anzupassen. Dabei muss berücksichtigt werden, dass im Dreidimensionalen die Schallintensität nicht mehr proportional zum Abstand, sondern zum Quadrat des Abstands abnimmt. Mit der entsprechenden Änderung von Gleichung 4.1 und dem Einsetzen des Mikrofonabstands von $0,45 \text{ m}$ in 4.2 ergeben sich für die Gesamtkorrektur anschließend wieder die oben genannten Werte.

Die aus den Gleichungen 4.1 und 4.2 ermittelten Werte sind allerdings nicht ausreichend, um die Simulationsergebnisse mit den Messergebnissen in Einklang zu bringen. Zusätzlich muss noch eine konstante Verschiebung der Spektren um $-1,5 \text{ dB}$ erfolgen. Diese zusätzliche Korrektur ist als Kalibrierungsfaktor zu verstehen, der abhängig vom gewählten Turbulenzmodell der Strömungssimulation ist. Als Beispiel sei hier auf eine vorangegangene Arbeit verwiesen, bei der ein $k - \omega$ -Modell verwendet wurde. In diesem Fall lag die Kalibrierung bei $-4,5 \text{ dB}$ [134].

4.3 Referenzergebnisse aus Experimenten

Zur Einordnung der Qualität der Simulationen des Hinterkantenschalls von Profilen mit unterschiedlichen porösen Materialien werden Messergebnisse aus dem akustischen Windkanal des DLR in Braunschweig genutzt (Abschnitt 2.5.1). Dabei gibt es einige Aspekte zu berücksichtigen, die im Folgenden diskutiert werden.

Zuerst muss sichergestellt werden, dass für jeden Vergleichspunkt zwischen Experiment und Simulation die Strömung um das Profil gleich ist. Diese ist

Tabelle 4.2: Vergleich der geometrischen Anstellwinkel in Simulation und Experiment für gleichen Auftrieb. Die mit X markierten Konfigurationen wurden nicht gemessen.

Hinterkantenmaterial	α_g [°]		
Solide	-0,5	3	8,5
PA80-110	-0,5	4	8,5
PA80-110_2018	0,2	X	9
PA120-150	0,5	5	10
PA200-250	0,6	X	10
Messung	0	6	12

unter anderem vom Anstellwinkel des Profils gegenüber der freien Strömung abhängig. Dies bedeutet allerdings nicht, dass sich bei gleichem geometrischen Anstellwinkel in Simulation und Messung der gleiche Strömungszustand am Profil einstellt, da in der zweidimensionalen Strömungssimulation der Windkanal mit seinen Einbauten und der Befestigung des Profils nicht berücksichtigt wird. Daher werden dreidimensionale Effekte, wie zum Beispiel die Grenzschicht an den Seitenplatten zur Einspannung des Modells, vernachlässigt. Für alle akustischen Messpunkte wurde parallel der statische Druck auf der Oberfläche an mehreren Stellen im Mittelschnitt des Profils bestimmt. Dieser lässt sich direkt mit den aus der Simulation ermittelten Werten vergleichen. In Tabelle 4.2 sind die geometrischen Anstellwinkel des Profils in der Simulation aufgelistet, für welche die beste Übereinstimmung der Druckverteilung mit den im Experiment eingestellten Anstellwinkeln erreicht wurde (vgl. Abb. 4.6).

Der geometrische Anstellwinkel des Profils gegenüber der Anströmung spielt nicht nur für den Strömungszustand am Profil eine entscheidende Rolle. Auch bei der richtigen Wahl der Mikrofonposition im Rechengebiet der Simulation muss er berücksichtigt werden. Dies ist in Abbildung 4.7 skizziert. Im Messaufbau ist die Position des Mikrofons bezogen auf die Windkanaldüse definiert. Gegen dieses System wird der Anstellwinkel des Profils durch Drehung der Sehne eingestellt. Damit ändert sich der Winkel zwischen Profilsehne und der Verbindungslinie von Hinterkante zur Messposition. Im Rechengebiet sind die Mikrofone hingegen fest gegen das Profil verteilt und der Anstellwinkel wird durch den Vektor der Anströmung eingestellt. Damit befindet sich das numerische Mikrofon mit der Definition $\theta = 270^\circ$ nur bei einem Anstellwinkel von 0° an der Position des Messmikrofons. Für alle anderen Fälle muss ein Mikrofon verwendet werden, das um den Anstellwinkel der Messung (der wie oben erläutert von dem der Simulation abweichen kann) verschoben ist. Welchen Effekt diese Verschiebung auf die ermittelten Spektren hat, wird noch detaillierter im folgenden Abschnitt erläutert, wenn für das Profil mit solider Hinterkante die Simulationsergebnisse mit den Messungen verglichen werden.

Zusätzlich zu der vom Anstellwinkel des Profils abhängigen Mikrofonposi-

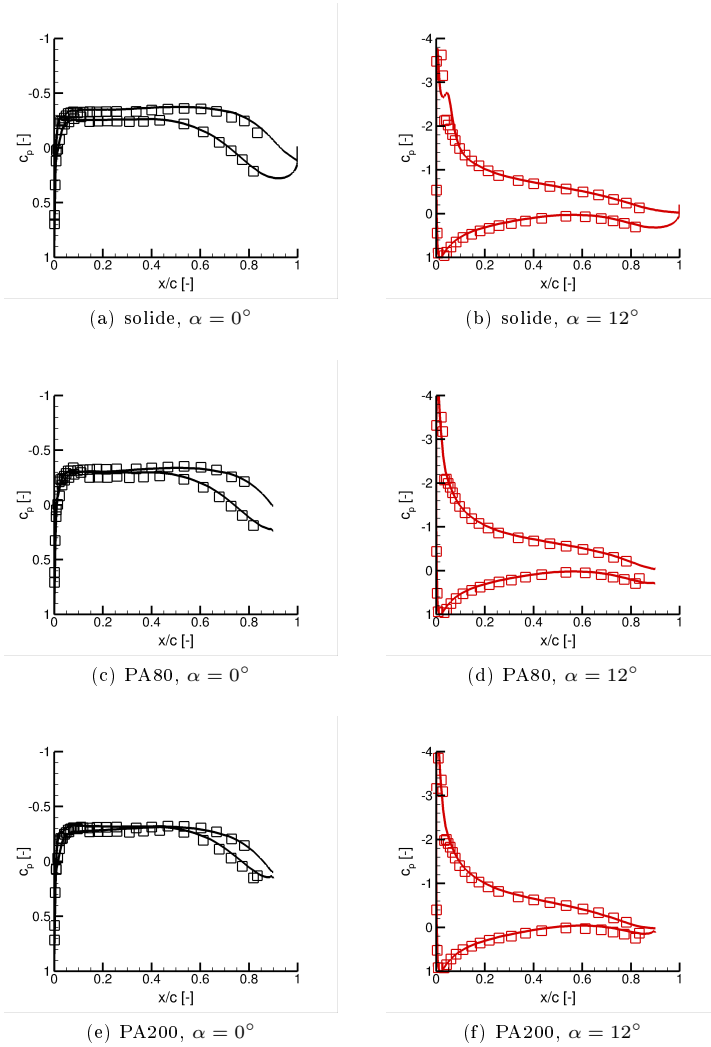


Abbildung 4.6: Darstellung der Druckverteilung auf der Profilloberfläche bei unterschiedlichen Anstellwinkeln und Hinterkantenmaterialien (Symbole: Messung, Linien: Simulation). Der angegebene Anstellwinkel gibt den geometrischen Winkel im AWB an

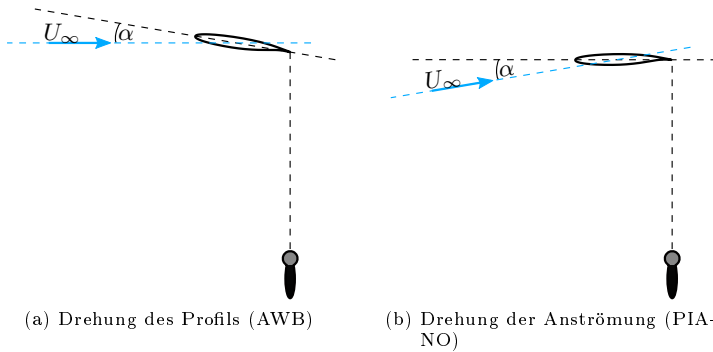


Abbildung 4.7: Änderung des geometrischen Anstellwinkels in Messung und Experiment mit festgelegter Mikrofonposition im Windkanal und definierter Position 90° unterhalb des Profils in der Simulation

tion gilt es, die Integration des von der Hinterkante emittierten Schalls über einen Winkel von 63° durch den verwendeten Hohlspiegel (vgl. Abschnitt 2.5.2) zu berücksichtigen. Ob für die Auswertung der Simulationsdaten eine Integration über den gleichen Winkelbereich erfolgen muss oder die Betrachtung eines repräsentativen Mikrofon ausreicht, wurde untersucht. Abbildung 4.8 (b) zeigt für drei unterschiedliche Strömungsgeschwindigkeiten und einem geometrischen Anstellwinkel von $\alpha_g = 0^\circ$ die ermittelten Spektren aus den Daten eines einzelnen Mikrofon und der Integration über 63 Mikrofone, die im Winkelabstand von 1° auf einem Kreisbogen mit Mittelpunkt auf der Hinterkante des Profils positioniert sind (vgl. Skizze 4.8 (a)). Dabei ist zu beachten, dass die Winkelhalbierende um einen Winkel γ stromab gekippt ist. Dieser Winkel entspricht dem konvektiven Versatz des von der Profilhinterkante senkrecht nach unten abgestrahlten Schalls durch die Hintergrundströmung und ist von der Strömungsgeschwindigkeit abhängig. Ermittelt wird diese Winkelkorrektur nach Formel 4.3. Dabei ist zu erkennen, dass für alle Strömungsgeschwindigkeiten die Unterschiede zwischen den ermittelten Spektren gering sind. Für die folgenden Vergleiche zwischen Simulation und Messung sowie die weiterführenden numerischen Untersuchungen wird daher einfach das Mikrofon bei $\theta = 270^\circ$ betrachtet.

$$\gamma = \arctan(Ma_\infty) \quad (4.3)$$

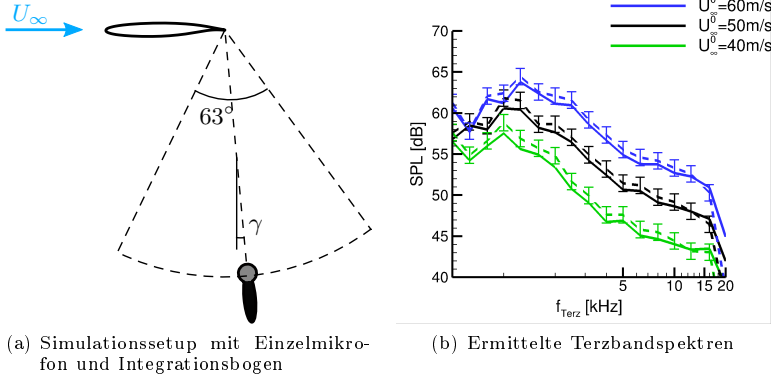


Abbildung 4.8: Vergleich der Spektren aus einem einzelnen Mikrofon (—) und der Integration über einen Winkelbereich von 63° (---)

4.4 Simulationsergebnisse

In den folgenden Abschnitten werden die Ergebnisse der numerischen Untersuchungen zum Hinterkantenschall an Profilen mit solider und poröser Hinterkante vorgestellt und erläutert. Zuerst wird dabei auf die solide Hinterkante eingegangen. Im Vergleich mit den Messungen wird die Qualität der numerischen Ergebnisse bei verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten und geometrischen Anstellwinkeln diskutiert. Darauf aufbauend wird der Einfluss unterschiedlicher poröser Materialien auf den emittierten Schall untersucht. Dabei liegt der Fokus zunächst auf homogenen Materialien, die auch experimentell untersucht wurden. Daran anschließend werden die Simulationsergebnisse mit anisotropen und gradierten Materialien vorgestellt. Davon lassen sich abschließend Hinweise für die optimale Gestaltung poröser Materialien zu Reduktion von Hinterkantenschall in der betrachteten Anwendung ableiten.

4.4.1 Solide Referenz

Wie zuvor in Abschnitt 4.2.2 erläutert, werden die aus den Simulationen ermittelten Schalldruckpegel für den Vergleich zu den Messungen aufbereitet. Dabei wird neben 3D-Effekten auch der Mikrofonabstand zum Profil korrigiert. Die Korrekturen gelten unter der Annahme, dass sich das numerische Mikrofon im akustischen Fernfeld befindet. Dies wird im Folgenden verifiziert. Anschließend werden die Terzbandspektren aus Experiment und Simulation für die Messposition unterhalb der Profilhinterkante verglichen. Neben der spektra-

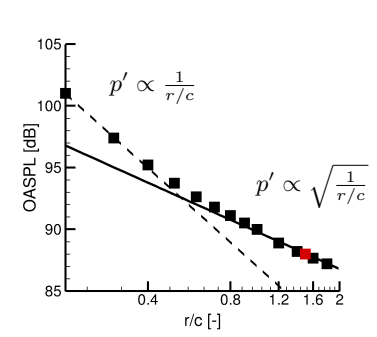


Abbildung 4.9: Abnahme des Schalldruckpegels mit zunehmendem Abstand zwischen Profilhinterkante und Mikrofon im Vergleich mit der theoretischen Abnahme in Nah- und Fernfeld bei zweidimensionaler Ausbreitung. Rot dargestellt ist die für weitere Analysen verwendete Mikrofonposition

len Form ist hierbei vor allem die Skalierung mit der Anströmgeschwindigkeit interessant. Darüber hinaus werden die Ergebnisse für unterschiedliche Anstellwinkel α_g des Profils verglichen. Zwischen in Simulation und Experiment ergeben sich dabei abweichende geometrische Anstellwinkel für vergleichbare Druckverteilungen (vgl. Tab. 4.2). Im Anschluss an den Vergleich zwischen Simulation und Experiment wird die Richtcharakteristik des abgestrahlten Schalls ausgewertet. Abweichend zum vorangegangenen Kapitel wird der Gesamtschalldruckpegel hier als Summe über den Frequenzbereich 0,5 bis 20 kHz berechnet. Aufgrund der verwendeten Messmethode gibt es dabei keine Vergleichsdaten aus dem Windkanal. Stattdessen findet ein Abgleich mit der analytisch hergeleiteten Charakteristik aus Abschnitt 2.1 statt.

Abbildung 4.9 zeigt die Abnahme des Schalldruckpegels mit zunehmendem Abstand $\frac{r}{c}$ des Mikrofons von der Hinterkante des Profils. Als Vergleich ist das für die zweidimensionale Schallausbreitung gültige Abstandsgesetz im Fernfeld mit $p' \propto \sqrt{\frac{r}{c}}$ eingezeichnet. Zu erkennen ist, dass im Nahfeld des Profils die Abnahme des Schalldruckpegels mit zunehmendem Abstand stärker ist ($p' \propto \frac{r}{c}$). Ab einer Entfernung von $\frac{r}{c} = 1,2$ stimmt die ermittelte Abnahme mit der theoretischen des Fernfelds überein. Ab diesem Punkt kann ein Vergleich mit den experimentellen Daten erfolgen. Für die weiteren Untersuchungen werden daher die Daten von Mikrofonen mit einem Abstand von $\frac{r}{c} = 1,5$ verwendet.

In Abbildung 4.10 sind die in Experiment und Simulation bei drei unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten $40 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $60 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ ermittelten Spektren aufgetragen. Zunächst wird der Vergleich zwischen Simulation und Messung bei $50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ erläutert, da bei dieser Anströmgeschwindigkeit später der Einfluss der porösen Hinterkanten untersucht wird. Zu sehen ist, dass Simulati-

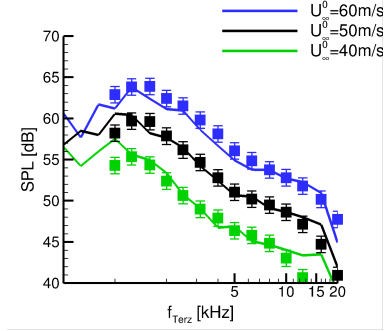


Abbildung 4.10: Einfluss der Anströmgeschwindigkeit auf das in der Simulation ermittelte Terzbandspektrum des Hinterkantenschalls am Profil mit soliden Hinterkante (Simulation: Linien, Messung: Symbole mit ± 1 dB Unsicherheit)

on und Experiment für Frequenzen oberhalb von 2 kHz bis zur Auflösungsgrenze der Rechnung bei 16 kHz um weniger als die Reproduzierbarkeit der Messung von ± 1 dB voneinander abweichen. Unterhalb von 2 kHz ist die Streuung größer, was vor allem an einer Verschiebung des Pegelmaximums in der Simulation um etwa eine Bandbreite zu niedrigeren Frequenzen liegt. Wie groß die Verschiebung genau ist, lässt sich durch die Breite der Terzbänder nicht einordnen. Dazu müsste ein Vergleich der Schmalbandspektren mit kleinerem Δf erfolgen. Diese Daten stehen für die Messungen nicht zur Verfügung. Mit der Verschiebung um ein Frequenzband ist der Unterschied zwischen Simulation und Experiment allerdings als klein anzusehen. Dazu kommt, dass das aus der Simulation bestimmte Spektrum über ein deutlich kürzeres Zeitsignal von etwa 0,15 s statt 16 s wie in der Messung ermittelt wurde. Dies führt vor allem bei niedrigeren Frequenzen zu einer erhöhten Unsicherheit, die sich auch in dem unregelmäßigeren Verlauf zeigt. Die erhöhte Unsicherheit ist darauf zurückzuführen, dass während der kurzen Simulationsdauer weniger unterschiedliche Wirbel die Hinterkante des Profils passieren. Das führt zu einer schlechteren Statistik vor allem bei großen Strukturen. Bei gegebener Konvektionsgeschwindigkeit und Zeit können mehrere eng gestaffelte kleine Wirbel ein akustisches Signal erzeugen als durch ihre Größe weiter voneinander entfernte Wirbel. Hier muss ein Kompromiss aus Genauigkeit des Spektrums und Rechendauer der Simulation gefunden werden.

Eine Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit hat zwei unterschiedliche Einflüsse auf das Spektrum des Hinterkantenschalls. Zum einen kommt es zu einer Erhöhung der Schalldruckpegels. Dieser steigt proportional zu der Anströmgeschwindigkeit mit 5ter Potenz ($(U_\infty^0)^5$). Zum anderen verschiebt sich das Maximum des Spektrums zu höheren Frequenzen, da die Konvektionsgeschwin-

digkeit der schallerzeugenden turbulenten Strukturen zunimmt. Eine ausführliche Diskussion unterschiedlicher Skalierungsansätze für Hinterkantenschall in verschiedenen Frequenzbereichen findet sich in [63]. An dieser Stelle ist vor allem der Vergleich zwischen Simulation und Experiment interessant, daher wird auf eine detaillierte Analyse verzichtet und nur die unskalierten Spektren verglichen. Mit Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit von $50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ auf $60 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ gibt der numerische Ansatz die Skalierung der gemessenen Spektren sehr gut wieder. Über den gesamten abfallenden Ast des Spektrums bis zur numerischen Auflösungsgrenze liegen die Abweichungen innerhalb der Reproduzierbarkeit der Messungen. Auch die Verschiebung des Maximums zu höheren Frequenzen erfolgt in Simulation und Messung in gleichem Maße zum nächsthöheren Frequenzband. Somit liegt auch bei der höheren Strömungsgeschwindigkeit das Maximum in der Simulation etwas tieffrequenter als in der Messung. Bei einer Verringerung der Strömungsgeschwindigkeit auf $40 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ kommt es zu etwas größeren Abweichungen zwischen Experiment und Simulation, die im mittleren Frequenzbereich von etwa 1,2 bis 10 kHz aber noch in der Größenordnung der Unsicherheit der Messung liegen. Bei höheren Frequenzen zeigt das Spektrum der Simulation ein Plateau bis zur Auflösungsgrenze. Dies kann ein Hinweis darauf sein, dass in diesem Bereich das eigentliche Signal des Hinterkantenschalls zu schwach ist, um vom Hintergrundrauschen der numerischen Lösung getrennt werden zu können. Die Abweichungen bei niedrigen Frequenzen hingegen können, wie zuvor bereits erläutert, in der schlechteren Statistik der großen Wirbelstrukturen begründet sein. Da alle Simulationen den gleichen Zeitraum von etwa 0,15 s abbilden, vergrößert sich dieser Einfluss mit abnehmender Konvektionsgeschwindigkeit der turbulenten Wirbel.

Nach der Skalierung der Spektren mit der Strömungsgeschwindigkeit wird nun der Einfluss des geometrischen Anstellwinkels untersucht. Dazu sind in Abbildung 4.11 die aus Simulation und Experiment ermittelten Spektren für einen mittleren ($\alpha_{g,AWB} = 6^\circ$) und einen großen geometrischen Anstellwinkel ($\alpha_{g,AWB} = 12^\circ$) aufgetragen. Als Vergleich dient in beiden Fällen das Spektrum bei ($\alpha_{g,AWB} = 0^\circ$). Aus den Simulationsdaten für $\alpha_{g,AWB} > 0^\circ$ sind jeweils zwei Spektren dargestellt. Auf der einen Seite präsentiert die durchgezogene Linie das an Position $\theta = 270^\circ$ platzierte Mikrofon. Auf der anderen Seite zeigt das gestrichelte Spektrum die um den geometrischen Anstellwinkel der Messung verschobene Messposition. Wie in Abbildung 4.7 gezeigt, entspricht dies der Messposition im Windkanal. Dabei ist zu erkennen, dass für den kleineren Anstellwinkel der Unterschied der numerisch ermittelten Spektren für die Mikrofonpositionen unter 1 dB liegt. Auch für den hohen Anstellwinkel liegen die Pegeldifferenzen mit 1 bis 2 dB noch in der Größenordnung der Unsicherheit. Für die später folgenden Untersuchungen der porösen Materialien kann somit immer das Mikrofon bei $\theta = 270^\circ$ genutzt werden. Im Vergleich der aus den Simulationen und Messungen ermittelten Spektren ist zu erkennen, dass diese für $\alpha_{g,AWB} = 6^\circ$ eine ähnlich gute Übereinstimmung zeigen wie im 0° -Referenzfall. Nur bei Frequenzen oberhalb von 8 kHz kommt es zu einer

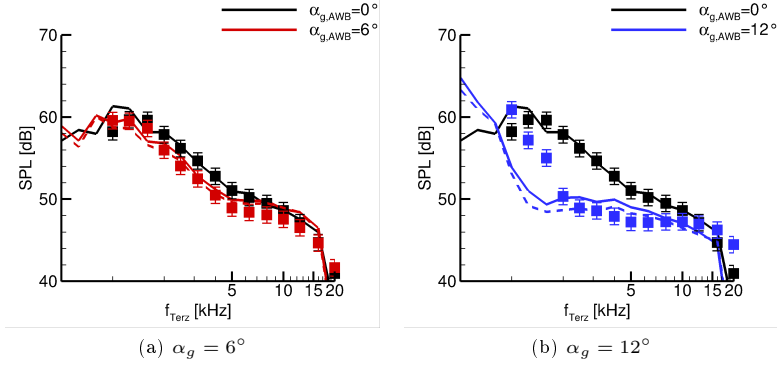


Abbildung 4.11: Einfluss des Anstellwinkels auf die in Experiment und Simulation ermittelten Spektren des Hinterkantenschalls am Profil mit soliden Hinterkante. Angegeben ist immer der geometrische Anstellwinkel der Messung

Abweichung von mehr als 1 dB. Bei $\alpha_{g,AWB} = 12^\circ$ hingegen kommt es zu größeren Abweichungen. Auffällig ist dabei, dass die Form des Spektrums mit dem steilen Anstieg zu niedrigen Frequenzen gut wiedergegeben wird. Der Anstieg erfolgt allerdings in der Rechnung erst bei deutlich kleineren Frequenzen als in der Messung. Dies könnte auf den Strömungszustand an der Hinterkante des Profils zurückgeführt werden. In der Druckverteilung der Strömungssimulation (Abb. 4.6) ist auf der Saugseite direkt an der Hinterkante ein kleines Plateau zu erkennen. Dies kann auf eine beginnende Strömungsablösung hindeuten. Bestätigt wird die Annahme in Abbildung 4.12, in der der Wandschubspanungsbeiwert c_f auf der Profilloberfläche dargestellt ist. Das Ergebnis ist für einen Anstellwinkel von $\alpha_{g,TAU} = 9^\circ$ ermittelt. Damit liegt der Anstellwinkel um $0,5^\circ$ höher als in der akustischen Simulation. Zu erkennen sind mit $c_f < 0$ zwei Ablösegebiete, eines an der Profilverder- und eines an der Hinterkante. Die Ablösung an der Hinterkante bestätigt, dass sich die Strömung bei $\alpha_{g,TAU} = 8,5^\circ$ ($\alpha_{g,AWB} = 12^\circ$) an der Grenze zur Ablösung befindet. Damit einher geht eine Zunahme der Grenzschichtdicke und der Größe der turbulenten Strukturen. Beides stellt eine mögliche Erklärung für den beobachteten Unterschied zwischen simuliertem und gemessenem Spektrum dar, falls das Profil im Messaufbau keine Strömungsablösung zeigt. Insgesamt geben die numerischen Ergebnisse die gleichen Trends wieder wie die Messungen.

Die Messdaten ermöglichen aufgrund des Verfahrens keine Analyse der Richtcharakteristik des abgestrahlten Schalls. Als Referenz kann daher nur die analytische Lösung dienen (Formel 4.4). Darin ist eine geometrische Winkelkorrektur von $\Delta\theta = -5^\circ$ enthalten. Diese berücksichtigt, dass es sich bei dem F16

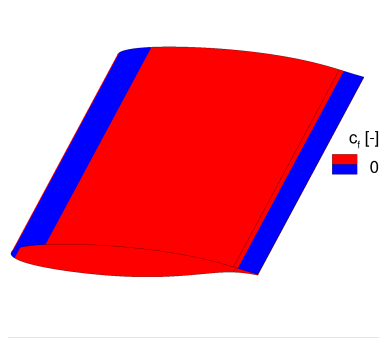


Abbildung 4.12: Beiwert der Wandschubspannung c_f auf der Profilloberfläche in der Strömungssimulation bei $\alpha_{g,TAU} = 9^\circ$ zur Darstellung von Gebieten abgelöster Strömung (blau)

um ein gekrümmtes Profil handelt und die Hinterkante somit leicht nach unten zeigt. In Abbildung 4.13 sind zusammen mit der analytischen Lösung aus Simulationen des Profils mit solider Hinterkante ermittelte Ergebnisse dargestellt. Dabei werden zwei unterschiedliche Umsetzungen des Quellmechanismus betrachtet. Auf der einen Seite wurde wie in Abschnitt 4.2.1 erläutert nur ein einzelner Wirbel betrachtet. Auf der anderen Seite wurde das Turbulenzfeld der Grenzschicht rekonstruiert (vgl. Abschnitt 4.2.2). Die numerisch ermittelten Richtcharakteristiken unterscheiden sich leicht, wobei die Unterschiede zur analytischen Lösung gering sind. Somit kann angenommen werden, dass die Simulationen auch hier ein physikalisch sinnvolles Ergebnis liefern. Dafür spricht auch, dass sich eine Variation der Anströmgeschwindigkeit U_∞^0 von $40 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $60 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ nicht auf die Form der Richtcharakteristik auswirkt. Dies entspricht der Theorie, nach der die Winkelabhängigkeit unabhängig von U_∞^0 ist.

$$p'^2 \propto \sin^2 \left(\frac{\theta - 5^\circ}{2} \right) \quad (4.4)$$

Wie in Abschnitt 4.2.1 erläutert wurden Simulationen durchgeführt, bei denen ein einzelner Wirbel entlang einer Stromlinie auf der Saug- oder Druckseite des Profils die Hinterkante passiert. An dieser Stelle wird zunächst für die solide Hinterkante gezeigt, wie sich die beiden Wirbelpositionen auf den abgestrahlten Schall auswirken. Dies ist in Abbildung 4.14 für jeweils zwei Mikrofonpositionen ($\theta = 90^\circ$ und $\theta = 270^\circ$) dargestellt. Zu erkennen ist, dass die Mikrofonposition keinen Einfluss auf die Form des aufgenommenen akustischen Signals hat. Es kommt lediglich zu einer Spiegelung um die Zeitachse. Dies entspricht der Theorie, nach der Hinterkantenschall immer gegenphasig nach oben und unten abstrahlt. Bezüglich der Schallabstrahlung eines Wirbels auf der Saug- oder Druckseite ist zu erkennen, dass ein ähnliches akustisches Signal erzeugt

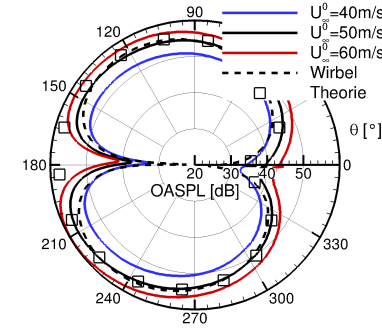


Abbildung 4.13: Vergleich der analytisch bestimmten Richtcharakteristik des Hinterkantenschalls einer ebenen Platte mit der Simulation des F16 Profils mit solider Hinterkante

wird. Das vom Wirbel auf der Druckseite erzeugte Signal ist zeitlich so verschoben, dass das Maximum mit dem des Vergleichssignals deckungsgleich ist. Aufgrund unterschiedlicher lokaler Strömungsgeschwindigkeiten ist dies in der Simulation nicht der Fall. Dabei zeigt sich, dass der Wirbel auf der Druckseite ein etwas stärkeres akustisches Signal aussendet, das zudem steilere Flanken aufweist. Dies spricht dafür, dass höhere Frequenzen im Signal enthalten sind. Dies entspricht der Erwartung, da die Grenzschicht auf der Druckseite dünner ist. Aus der Darstellung der Stromlinien in Abbildung 4.4 wird zudem deutlich, dass der Wirbel auf der Druckseite die Profilhinterkante näher an der Oberfläche passiert. Dies erklärt das stärkere akustische Signal.

4.4.2 Homogene poröse Hinterkante

Nach der Betrachtung der soliden Hinterkante werden nun die Ergebnisse zum Einfluss unterschiedlicher poröser Materialien präsentiert. Dabei wird zunächst auf die in Tabelle 4.1 aufgelisteten Materialien eingegangen. Für diese ist ein direkter Vergleich von Simulation und Experiment möglich. Wie zuvor erfolgt die Analyse für unterschiedliche Strömungsgeschwindigkeiten und Anstellwinkel, um ein möglichst vollständiges Bild zu zeichnen. Begonnen wird mit einem Vergleich bei dem Anstellwinkel, der der Messung bei $\alpha_{g,AWB} = 0^\circ$ entspricht und einer Anströmgeschwindigkeit von $50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$.

In Abbildung 4.15 sind für die porösen Materialien die aus Simulation (Linien) und Messung (Symbole, mit ± 1 dB Reproduktionsgenauigkeit) ermittelten Terzbandspektren dargestellt. Verglichen wird immer eine poröse Hinterkante mit der soliden Referenz. Generell ist die Übereinstimmung der Simulationen mit den Messungen für die porösen Hinterkanten deutlich schlechter als beim soliden Referenzfall. Für die Hinterkante aus PA80-110 (a) zeigt die Simulation

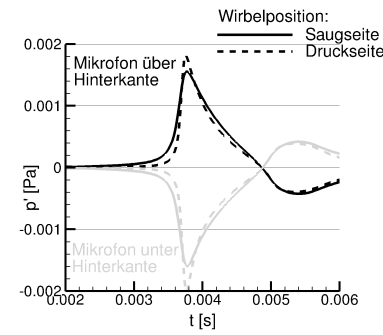


Abbildung 4.14: Einfluss der Positionen des Wirbels und des Mikrofons auf das ermittelte Zeitsignal für die Passage eines einzelnen Wirbels über der Hinterkante des soliden F16 Profils

eine Geräuschreduktion vor allem im Bereich von 0,75 bis 5 kHz. Bei höheren Frequenzen nähern sich die Spektren der porösen und soliden Hinterkante bis zur Auflösungsgrenze an. Die maximal erreichbare Geräuschreduktion liegt dabei in der Größenordnung von 6 dB. Dies entspricht der im Experiment erreichten Pegelminderung. Diese ist allerdings bei höheren Frequenzen von etwa 2 bis 12,5 kHz zu finden. Bei höheren Frequenzen nähern sich auch im Experiment die Spektren von poröser und solider Hinterkante aneinander an. Anders als in der Simulation zeigen die Messungen allerdings im Bereich des Pegelmaximums eine geringere Geräuschminderung. Ein ähnliches Bild ergibt sich mit dem Material mit der nächsthöheren Durchlässigkeit (PA80-110_2018). Auch hier ist die poröse Hinterkante in der Simulation für eine Geräuschreduktion bei tiefen Frequenzen (bis 3 kHz) verantwortlich. Darüber sind die Spektren von solider und poröser Hinterkante allerdings praktisch deckungsgleich. Somit zeigt die Simulation auch für dieses Material ein vom Experiment abweichendes Verhalten. Festzustellen ist allerdings, dass es auch gemeinsame Trends gibt. So führt der Einsatz des durchlässigeren Materials (PA80-110_2018) sowohl in der Simulation als auch im Experiment zu einer Anhebung im hochfrequenten Bereich, die in der Simulation deutlich schwächer ausgeprägt ist und zudem einen breitbandigeren Charakter zeigt. Zudem ergibt sich in beiden Fällen für das durchlässigere Material eine höhere Geräuschreduktion bei den tiefsten dargestellten Frequenzen (1,25 kHz für die Messung und 0,8 kHz für die Simulation). Für die Materialien PA120-150 und PA200-250 zeigt sich grundsätzlich das gleiche Bild. Wie zuvor geben die Simulationen die gemessenen Spektren nicht wieder. Das Ergebnis für das gröbste und durchlässigste Material PA200-250 bestätigt aber die im Vergleich des PA80-110 und PA80-110_2018 gemachte Beobachtung, dass die Simulation die hochfrequente Anhebung des Spektrums prinzipiell zeigt. Der Pegelzuwachs ist allerdings zu

schwach ausgeprägt und die Anhebung zu breitbandig.

Mit den bis hier gezeigten Ergebnissen stellt sich grundsätzlich die Frage, ob der Einfluss poröser Hinterkanten mit dem gewählten Ansatz beschrieben werden kann. Zur Beantwortung dieser Frage werden im Folgenden zwei Aspekte diskutiert: Zum einen der Einfluss der porösen Hinterkanten auf die Schallerzeugung bei gleicher turbulenter Strömung und zum anderen die durch die porösen Hinterkanten veränderte Turbulenz. Beide Betrachtungen werden durch den hybriden Simulationsansatz mit Trennung der Behandlung der turbulenten Quellen in fRPM und der Berechnung der Schallausbreitung in PIANO ermöglicht.

Bevor der Vergleich der akustischen Ergebnisse präsentiert wird, werden die in fRPM genutzten statistischen Turbulenzgrößen der turbulenten kinetischen Energie und der turbulenten Längenskala betrachtet. Dazu sind in Abbildung 4.16 beide Größen in der Quellregion für die in Tabelle 4.1 gelisteten porösen Materialien im Vergleich zu der soliden Hinterkante dargestellt. Es fallen sofort deutliche Unterschiede auf. Auf der Seite der turbulenten kinetischen Energie ist zu erkennen, dass sich für die porösen Hinterkanten ein Maximum auf der Saugseite an der Hinterkante bildet, welches deutlich stärker ausgeprägt ist als bei der soliden Referenz. Interessanterweise nimmt dieses mit steigender Permeabilität zunächst zu (PA80-110 zu PA80-110_2018), anschließend aber wieder ab. Darüber hinaus verschiebt es sich konsistent mit steigender Durchlässigkeit des porösen Materials immer weiter stromauf. Auch die vertikale Position des Maximums ändert sich. Hier kommt es zu einer Verlagerung weg von der Oberfläche der porösen Kontur. Dies geht einher mit einer Zunahme der Grenzschichtdicke. Eine entgegengesetzte Entwicklung ist auf der Druckseite zu beobachten. Hier kommt es mit höherer Permeabilität zu einer Abnahme der Grenzschichtdicke. Dazu kann für die Materialien PA120-150 und PA200-250 ein deutliches Eindringen von k^t in die poröse Hinterkante beobachtet werden. Alle diese Aspekte lassen sich direkt auf die Durchlässigkeit des porösen Materials zurückführen. Da es sich um ein gekrümmtes Profil handelt, herrscht ein Druckunterschied zwischen Profilober- und -unterseite. Dieser resultiert in einer Ausgleichsströmung von der Druck- zur Saugseite, in der auch turbulente Strukturen transportiert werden. Durch diese Ausgleichsströmung kommt es auf der Saugseite zu einer Anhebung der Stromlinien und damit zur Verschiebung des Maximums von k^t . Auch die Abnahme der größten turbulenten kinetischen Energie im Bereich der Hinterkante für die Materialien mit höherer Durchlässigkeit (PA120-150 und PA200-250) lässt sich auf die Ausgleichsströmung zurückführen. Durch den Turbulenztransport durch die poröse Hinterkante findet anscheinend ein effizienterer Mischungsprozess zwischen der Strömung der Saugseite und der aus dem porösen Material statt, welcher zu einer geringeren lokalen Turbulenz führt. Leider existieren für die Materialien mit höherer Permeabilität keine experimentellen Strömungsdaten. Vorangegangene Untersuchungen wurden mit einer maximalen Permeabilität von $2,8 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2$ durchgeführt [119]. An dieser Stelle muss daher auf die Qua-

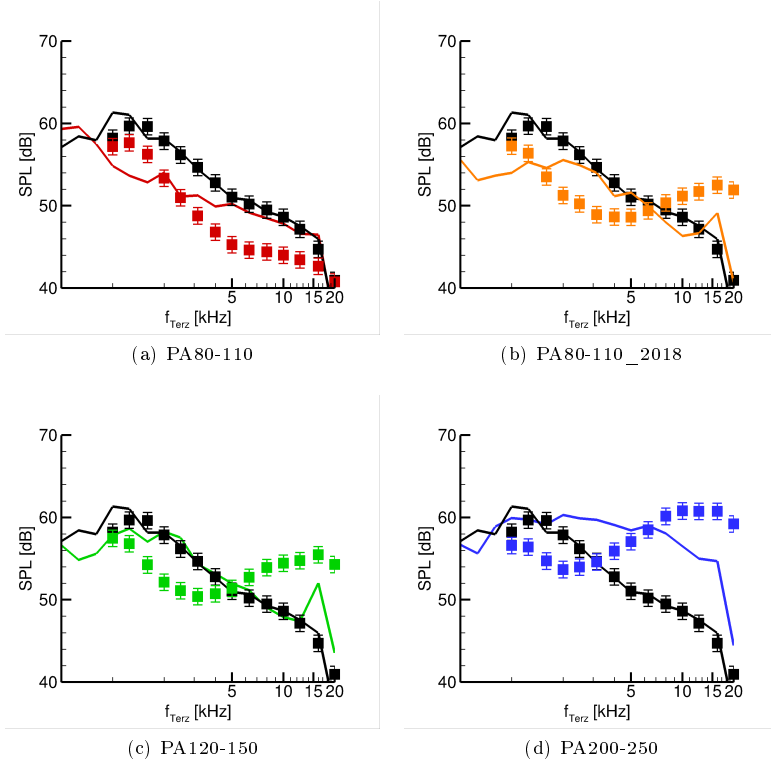


Abbildung 4.15: Vergleich der Simulationsergebnisse (Linien) des Profils F16 mit verschiedenen porösen Hinterkanten mit Messungen (Symbole, mit ± 1 dB Reproduzierbarkeit) bei $U_{\infty}^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $\alpha_{g,AWB} = 0^\circ$

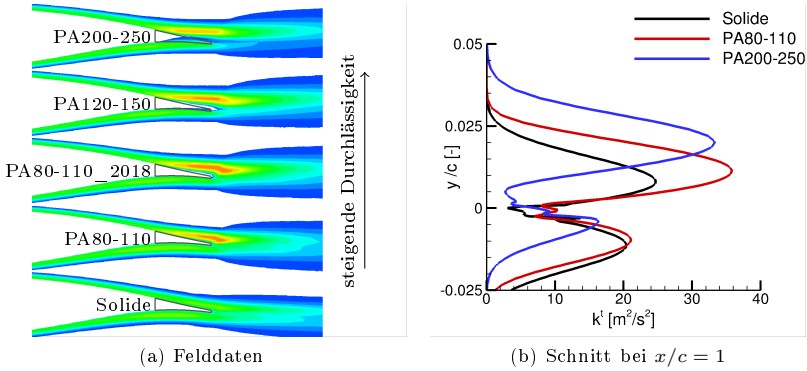


Abbildung 4.16: Verteilung der in fRPM genutzten Verteilung der turbulenten kinetischen Energie k^t für unterschiedliche Hinterkantenmaterialien

lität der numerischen Strömungssimulation vertraut werden.

Auf akustischer Seite wird nun der Einfluss der unterschiedlichen turbulenten Quellen der porösen Hinterkanten am soliden Profil betrachtet (Abb. 4.17 (a)). Zu erkennen ist eine große Streuung der Spektren. Die Quellen des PA80-110 führen im mittleren Frequenzbereich (2 bis 10 kHz) noch zu einem Ergebnis, das mit den Quellen des soliden Profils übereinstimmt. Die breitbandige Erhöhung mit den Quellen des groben PA200-250 beträgt hingegen etwa 13 dB. Insgesamt zeigt sich eine mit der Permeabilität des jeweiligen porösen Materials wachsende Abweichung von der soliden Referenz. Dies entspricht der in den Experimenten auf den hochfrequenten Bereich beschränkten, beobachteten Geräuscherhöhung. Dieses Phänomen kann eventuell mit der Porenstruktur der porösen Materialien erklärt werden. So ist denkbar, dass die raue Oberfläche der realen porösen Materialien die turbulenten Strukturen in Wandnähe verändern. So könnten kleinere Wirbel entstehen, was in einer Verschiebung des Zusatzgeräuschs zu hohen Frequenzen resultieren würde. Dies wird allerdings mit dem Ansatz der Volumenmittelung sowohl auf Seiten der Strömungs- als auch Akustiksimulation nicht abgebildet. Dazu kommt, dass in fRPM das turbulente Energiespektrum über die integrale Längenskala definiert ist. An dieser Stelle kann daher eine lokale, frequenzabhängige Energieerhöhung nicht realisiert werden. Basierend auf diesen Beobachtungen steigt das Interesse an der Analyse des Einflusses unterschiedlicher poröser Hinterkanten auf den emittierten Schall bei gleichen turbulenten Quellen. Die Spektren dieser Untersuchungen sind in Abbildung 4.17 (b) gezeigt. Auf den ersten Blick ist zu sehen, dass nun alle porösen Materialien zu einer Geräuschkürzung im Bereich 0,8 bis 4 kHz führen. Überraschend ist dabei festzustellen, dass diese Minderung

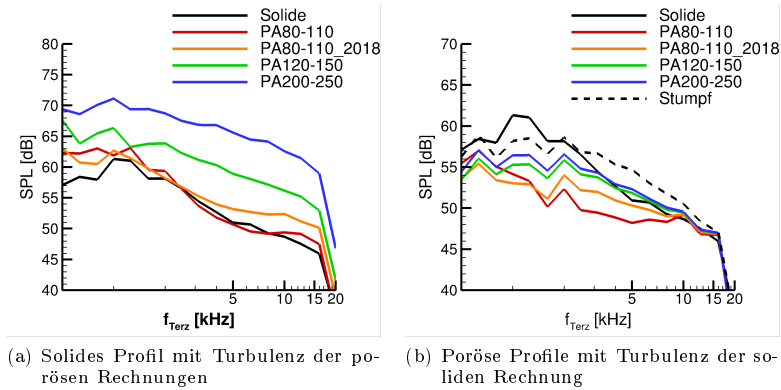


Abbildung 4.17: Simulation des Hinterkantenschalls am soliden und porösen F16 Profil mit verschiedenen Kombinationen aus Hinterkantenmaterial und turbulenten Quellen aus FRPM

am stärksten für die beiden Materialien mit geringer Permeabilität (PA80-110 und PA80-110_2018) ist. Einen ersten Hinweis auf die Ursache hierfür liefert das gestrichelt eingezeichnete Spektrum. Dabei wurde die poröse Hinterkante mit einer Porosität von $\phi = 1$ ausgeführt. Damit ist in diesem Bereich kein Material mehr vorhanden und die Hinterkante des Profils liegt dort, wo sonst der Übergang vom soliden zum porösen Part ist. Zu erkennen ist, dass sich die Spektren der porösen Materialien mit steigender Permeabilität diesem annähern. Das legt die Vermutung nahe, dass bei den stärker durchlässigen Materialien der Übergang vom soliden zum porösen Teil des Profils zu einem relevanten akustischen Quellort wird. Um dieses Phänomen zu untersuchen, wird die Quellrekonstruktion im Folgenden durch die Betrachtung eines einzelnen Wirbels ersetzt.

Eine Momentaufnahme der Schallausbreitung aus der Interaktion eines einzelnen Wirbels mit einer soliden bzw. porösen Profilhinterkante ist in Abbildung 4.18 dargestellt. Direkt am Profil ist das statische Druckfeld des Wirbels zu erkennen, das für beide Fälle identisch ist. Dieses breitet sich nicht aus und ist somit nicht Teil der akustischen Lösung. Die Schallwellen zeigen die theoretisch erwartete Charakteristik, nach der sie sich gegenphasig ober- und unterhalb des Profils ausbreiten. Darüber hinaus sind zwei Effekte zu beobachten. Zum einen ist das akustische Signal des Hinterkanten Schalls für das poröse Material gegenüber der soliden Hinterkante deutlich schwächer. Zum anderen ist im Schallfeld des porösen Materials eine zusätzliche Wellenfront zu erkennen. Diese hat eine ähnliche Charakteristik wie die des Hinterkantenschalls. Dies ist ein Hinweis darauf, dass der Übergang vom soliden zum porösen

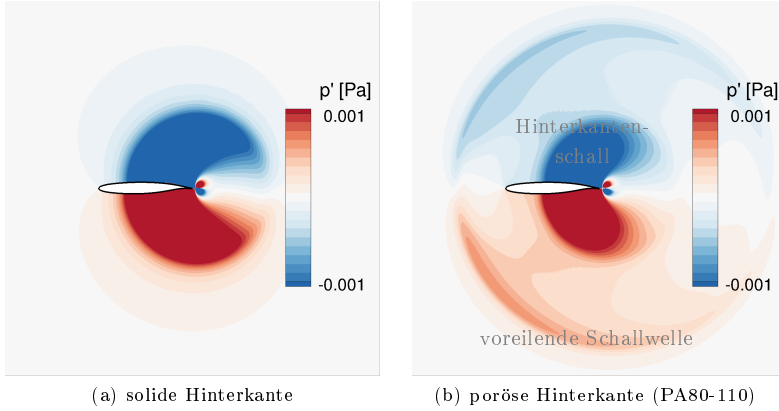


Abbildung 4.18: Momentaufnahme (Simulationszeit $t = 2,65 \cdot 10^{-3}$ s) des Schallfelds um das F16 Profil mit solider und poröser Hinterkante nach der Passage eines einzelnen Wirbels

sen Teil des Profils selbst als akustischer Quellort wirkt. Die Ursache für die Entstehung von Hinterkantenschall wird häufig als Diskontinuität der Oberflächenimpedanz beschrieben. Diese Erklärung lässt sich auch auf den solideporösen Übergang anwenden. Das passt zu der Beobachtung, dass diese Quelle die Charakteristik des Hinterkantengeräuschs besitzt.

In Abbildung 4.19 ist das unterhalb der porösen Profilhinterkante aufgenommene akustische Signal über der Simulationszeit aufgetragen. Der Wirbel ist hier zunächst auf der Saugseite des Profils platziert. Zum Vergleich ist das Referenzsignal der soliden Hinterkante eingezeichnet (vgl. Abb. 4.14). Als erstes wird das akustische Signal betrachtet, das bei der Interaktion des Wirbels mit der Hinterkante des Profils erzeugt wird. Da für alle Simulationen der gleiche Wirbel (basierend auf dem fRPM-Quellgebiet des soliden Profils) realisiert wurde, kann dieses Signal einfach anhand der Simulationszeit bestimmt werden (0,0034 bis 0,006 s). Zu erkennen ist, dass bereits der Einsatz des porösen Materials mit der geringsten Durchlässigkeit (PA80-110) zu einer deutlichen Schallreduktion um fast 6 dB führt. Dies entspricht der Größenordnung, die bereits in der Simulation mit Turbulenzrekonstruktion (basierend auf der Statistik der Strömung am soliden Profil) erreicht wurde (Abb. 4.17 (b)). Mit steigender Permeabilität des porösen Materials zeigt sich eine weitere Minderung des akustischen Signals. Als Vergleich ist wie in Abbildung 4.17 das Ergebnis der Rechnung mit einer porösen Hinterkante mit Porosität $\phi = 1$ dargestellt. Da bei diesem Profil die Hinterkante bei $x/c = 0,9$ liegt, erzeugt der Wirbel an der Position $x/c = 1$ keinen Schall. Es ist bemerkenswert, wie

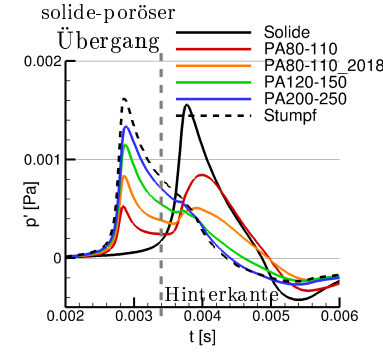


Abbildung 4.19: Akustisches Signal aus der Passage eines einzelnen Wirbels entlang der Saugseite des F16 Profils mit solider oder poröser Hinterkante

nah das akustische Signal der durchlässigsten Hinterkante aus dem Material PA200-250 dieser Referenzlösung kommt. Daraus kann gefolgert werden, dass eine weitere Erhöhung der Durchlässigkeit nicht zu einer weiteren Reduktion des Hinterkantengeräuschs führt.

In der Analyse der Spektren des Hinterkantengeräuschs mit der Turbulenz der soliden Hinterkante wurde beobachtet, dass eine hohe Durchlässigkeit des porösen Materials nicht unbedingt zu einem geringen Schalldruckpegel führt. Es wurde vermutet, dass dies auf einen neuen Quellort, den Übergang vom soliden zum porösen Part des Profils, zurückzuführen ist. Diese Annahme kann anhand der Simulation mit einem einzelnen Wirbel bestätigt werden. Zu erkennen ist dieser Zusammenhang in Abbildung 4.19 zur Simulationszeit um 0,002 bis 0,0034 s. Als Vergleich dient wieder die Simulation des Profils mit $\phi = 1$ im porösen Bereich (gestrichelt, schwarze Linie). Es ist gut zu erkennen, wie für die porösen Hinterkanten das an dieser Ansatzstelle erzeugte Geräusch mit steigender Durchlässigkeit zunimmt. Besonders anzumerken ist dabei, dass das globale Maximum des Schallwechseldrucks für alle porösen Materialien außer dem PA80-110 an der Ansatzstelle erzeugt wird. Damit wird ersichtlich, warum bei der Simulation mit Turbulenzrekonstruktion (Abb. 4.17 (b)) die Materialien mit hoher Durchlässigkeit eine geringere Geräuschreduktion zeigen. Im Zeitschrieb ist zudem zu sehen, dass das Ansatzstellengeräusch eine steilere Anstiegsflanke hat als das Hinterkantensignal. Dies passt ebenfalls zu der spektralen Analyse, nach der die Spektren der stark durchlässigen Hinterkanten vor allem im höherfrequenten Bereich aufgefüllt werden. Auch in der Theorie des Hinterkantenschalls lässt sich diese Verschiebung mit der lokal geringeren Grenzschichtdicke und damit kleineren turbulenten Längenskalen erklären.

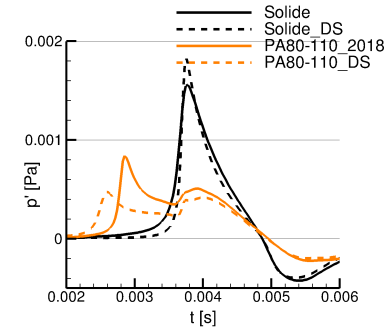


Abbildung 4.20: Einfluss der Wirbelposition am Profil mit poröser Hinterkante auf den abgestrahlten Schall

In der Simulation eines einzelnen Wirbels am Profil mit solider Hinterkante wurde gezeigt, dass eine Positionierung des Wirbels auf der Saug- oder Druckseite des Profils das akustische Signal nicht grundlegend ändert. Eine entsprechende Untersuchung, ob dies auch für die porösen Hinterkanten zutrifft, ist in Abbildung 4.20 für das Material PA80-110_2018 dargestellt. Dieses Material wurde für den Vergleich gewählt, da in der vorangegangenen Untersuchung die Quellen von Ansatzstelle und Hinterkante näherungsweise gleich stark waren. In dem Zeitsignal des Mikrofons ist zu erkennen, dass die Wahl der Wirbelposition für die porösen Materialien einen größeren Einfluss auf das Ergebnis hat als bei der soliden Hinterkante. Zum einen sind die von der Ansatzstelle und Hinterkante emittierten Signale zeitlich deutlicher getrennt. Dies kann auf die geringere Strömungsgeschwindigkeit auf der Profilveroberseite zurückgeführt werden. Diese zeigt sich in der Druckverteilung durch einen höheren lokalen statischen Druck (vgl. Abb. 4.6). Zum anderen verändert sich die Gewichtung der beiden Quellen. Für den Wirbel auf der Druckseite sind sie näherungsweise ausgeglichen, während für den Wirbel auf der Saugseite das Ansatzstellengeräusch dominiert. Eine Erklärung dafür findet sich in Abbildung 4.14 (b). Darin zeigt sich, dass an der Ansatzstelle $x = 0,9$ der Abstand des Wirbels zur Profilloberfläche auf Ober- und Unterseite näherungsweise gleich groß ist. Für die Saugseite wächst dieser Abstand an, während er für die Druckseite zur Hinterkante hin abnimmt. Dies passt zu der Beobachtung, dass die Hinterkantenquelle auf der Saugseite in Relation zum Ansatzstellengeräusch schwächer ist als auf der Druckseite.

Neben dem akustischen Signal direkt unterhalb der Hinterkante, das mit den Messungen im akustischen Windkanal verglichen werden kann, ist auch die Richtcharakteristik von Interesse. Daher zeigt Abbildung 4.21 die aus den Simulationen mit Turbulenzrekonstruktion ausgewertete Winkelabhängigkeit des emittierten Geräuschs. Zu erkennen ist, dass der Einsatz von porösen Ma-

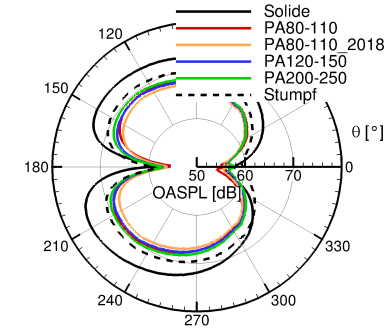


Abbildung 4.21: Einfluss unterschiedlicher poröser Hinterkantenmaterialien auf die Richtcharakteristik des emittierten Schalls in den Simulationen mit Turbulenzrekonstruktion

terialien an der Profilhinterkante die generelle Form nicht ändert. Es kommt also zu einer gleichförmigen Schallreduktion. Dies spricht dafür, dass der physikalische Mechanismus der Schallerzeugung an der porösen Hinterkante und dem solide-porösen Übergang noch immer dem des klassischen Hinterkantengeräuschs entspricht. Durch die Durchströmung der porösen Hinterkante kommt es lediglich zum graduellen Aufbau eines Druckfelds auf der dem Wirbel abgewandten Seite des Profils. Damit wird die Unstetigkeit der soliden Hinterkante entschärft und ein geringeres akustisches Signal emittiert.

Bei dem Vergleich der experimentellen und numerischen Ergebnisse wurde die Frage gestellt, ob der gewählte numerische Ansatz grundsätzlich in der Lage ist, die aeroakustische Wirksamkeit von porösen Materialien auf das Hinterkantengeräusch von Tragflügelprofilen abzubilden. Mit der bis hier gezeigten Analyse der Simulationsergebnisse kann die Frage positiv beantwortet werden, obwohl der direkte spektrale Vergleich zwischen Messung und Simulation deutliches Verbesserungspotenzial zeigt. Wie in den Ergebnissen der Einzelwirbelsimulation gezeigt, werden physikalisch erklärbare Mechanismen abgebildet. Daher wird der gewählte numerische Ansatz als angemessenes Mittel auf dem Weg zum Verständnis der aeroakustischen Wirksamkeit poröser Materialien zur Reduktion von Hinterkantenschall an Tragflügelprofilen betrachtet. Davon ausgehend werden im Folgenden Materialvariationen durchgeführt, um eine Vorstellung von den Eigenschaften aeroakustisch optimierter poröser Materialien zu entwickeln.

In Kapitel 2 wurde gezeigt, dass der Durchströmungswiderstand der porösen Materialien vom Darcy- und vom Forchheimerterm bestimmt wird. Letzterer basiert neben der Permeabilität κ auch auf dem Forchheimerkoeffizienten c_F . Die experimentelle Bestimmung des Durchströmungswiderstands liefert allerdings nur die Permeabilität. Deswegen ist der Forchheimerkoeffizient nicht mit

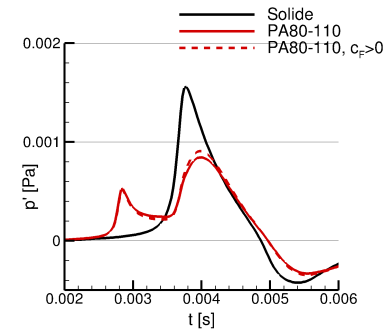


Abbildung 4.22: Einfluss des Forchheimerkoeffizienten auf das Hinterkanten-geräusch

in Tabelle 4.1 aufgeführt. Eine Abschätzung liefert für das Material PA80-110 einen Wert von $c_F = 0,1$ [119]. Abbildung 4.22 zeigt die akustischen Signale aus einer Simulation mit einem einzelnen Wirbel und dem Material PA80-110 mit und ohne Berücksichtigung des Forchheimerkoeffizienten. Es ist zu sehen, dass die Wahl von $c_F = 0,1$ zu einer Erhöhung des Hinterkantensignals führt. Dies entspricht der Erhöhung des Durchströmungswiderstands durch den zusätzlichen Term. An dem prinzipiellen Einfluss des porösen Materials auf die Schallerzeugung ändert sich jedoch nichts. Die in den folgenden Abschnitten diskutierten Materialvariationen beschränken sich daher auf der Änderung des Durchströmungswiderstands aufgrund der Permeabilität.

Die an den unterschiedlichen porösen Hinterkantenmaterialien gemachten Beobachtungen hinsichtlich der aeroakustischen Wirksamkeit wurden bis hier immer auf die Durchlässigkeit des Materials, also die Permeabilität (bei vernachlässigtem Forchheimerkoeffizienten) zurückgeführt. Tatsächlich ändert sich diese auch prozentual deutlich stärker als die Porosität. Für die Materialien PA80-110 und PA80-110_2018 ist diese sogar identisch (vgl. Tab. 4.1). An dieser Stelle wird nun untersucht, wie sich unterschiedliche Werte der Porosität bei konstanter Permeabilität auswirken. Als Ausgangsmaterial dient dabei das PA80-110_2018. Nach den Ergebnissen der Einzelwirbeluntersuchung zu urteilen, kommt dieses einem aeroakustisch optimierten, homogenen Material für den hier betrachteten Einsatzzweck recht nahe. Variiert wurde die Porosität von 0,3 bis 0,7. Ein Wert von etwa 0,3 kann erreicht werden, wenn die bisher betrachteten Materialien durch einen Walzprozess auf 50% ihrer Ausgangsdicke zusammengepresst werden. Dies wird noch ausführlicher in dem folgenden Abschnitt zu anisotropen Materialien 4.4.3 erläutert. Die Porosität von 0,7 wurde daraufhin als Erhöhung um ein vergleichbares Maß, ausgehend von den bisher untersuchten Materialien, gewählt. Abbildung 4.23 (a) zeigt den Zeit-schrieb des Mikrofons unterhalb der Hinterkante des Profils für die Passage

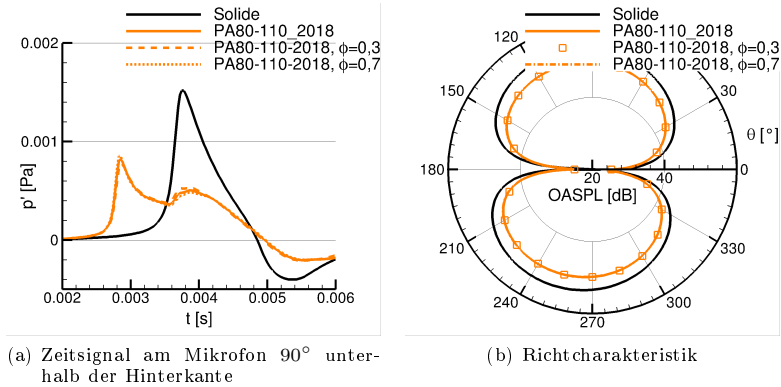


Abbildung 4.23: Variation der Porosität bei konstanter Permeabilität der porösen Hinterkante, basierend auf dem Material PA80-110_2018

eines einzelnen Wirbels auf der Saugseite. Zu erkennen ist, dass die Porosität des Materials nur einen geringfügigen Einfluss auf die Schallerzeugung sowohl an der Hinterkante als auch an der Ansatzstelle des porösen Materials hat. Auch in der Richtcharakteristik (Abb. 4.23 (b)) zeigen sich keine Unterschiede zum Ausgangsmaterial. Diese Beobachtungen bestätigen den bisher gewählten Erklärungsansatz, in dem die Durchlässigkeit der porösen Materialien aus aeroakustischer Sicht die entscheidende Rolle spielt. Alle weiteren Untersuchungen basieren daher auf der Variation der Permeabilität. Soweit aus einer experimentellen Materialcharakterisierung keine Daten verfügbar sind, wird die Porosität zu $\phi = 0,5$ gesetzt.

Mit der Erkenntnis, dass für die aeroakustische Wirksamkeit vor allem die Permeabilität passend gewählt werden muss, soll es nun einen ersten Schritt in Richtung eines optimierten Materials gehen. Aus den Simulationen mit einem einzelnen Wirbel ist bekannt, dass an Profilen mit poröser Hinterkante zwei Quellorte berücksichtigt werden müssen. Deren Gewichtung hängt von der Durchlässigkeit des porösen Materials ab. Ein erster Ansatz auf dem Weg zum optimierten Material besteht also darin, beide Quellen auszutarieren. Wenn die Permeabilität des porösen Materials so eingestellt ist, dass die Schallabstrahlung von der Hinterkante und von der Ansatzstelle gleich stark ist, sollte insgesamt die geringste Schallabstrahlung erreicht werden. Abbildung 4.20 (a) gibt allerdings einen Hinweis darauf, dass dies nicht simultan für die Schallerzeugung auf der Saug- und Druckseite erreicht werden kann. Eine iterative Suche nach den gewünschten Permeabilitäten ergab tatsächlich für beide Wirbelpositionen unterschiedliche Werte. Zum einen $\kappa = 2,3 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2$ für den Wirbel auf der Saug- und zum anderen $\kappa = 3,4 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2$ für den Wirbel

auf der Druckseite. Das unterhalb der Hinterkante aufgenommene akustische Zeitsignal ist in Abbildung 4.24 (a) dargestellt. Interessant ist festzustellen, dass die erreichbare Geräuschminderung auf der Druckseite im Vergleich zur soliden Hinterkante deutlich größer ist. Dies liegt wahrscheinlich sowohl an der unterschiedlichen Turbulenzintensität, als auch an dem unterschiedlichen Verlauf des Abstands der Wirbelstromlinie zur Profilloberfläche. Beides bewirkt, dass für die Druckseite eine höhere Permeabilität gewählt werden kann.

Wie gezeigt wurde, hängt die Wahl einer aeroakustisch optimalen Permeabilität der porösen Hinterkante davon ab, ob sich der schallerzeugende Wirbel auf der Ober- oder Unterseite des Profils befindet. Gleiches kann für den Abstand des Wirbels zur Oberfläche des Profils gelten. In Abbildung 4.24 (b) sind die in der Simulation mit Turbulenzrekonstruktion (basierend auf der Statistik der Strömung am soliden Profil) aufgenommenen Spektren des Hinterkantengeräuschs aufgetragen. Beim Vergleich der Spektren der beiden optimierten Materialien fällt auf, dass fast über den gesamten Frequenzbereich das Material mit der geringeren Permeabilität eine um bis zu 1 dB höhere Schallreduktion erzeugt. Dies passt zu der Beobachtung aus der Einzelwirbelsimulation, nach der auf der Druckseite eine höhere Schallreduktion möglich ist. Das bedeutet, dass eine für die Druckseite nicht optimal gewählte Permeabilität auf die Gesamtschallabstrahlung nur einen geringen Einfluss hat, da die Quellen auf der Saugseite des Profils dominant sind. Bezüglich der Frage, ob die Simulation eines einzelnen Wirbels geeignet ist, tatsächlich optimale Materialparameter zu bestimmen, muss eine differenzierte Antwort gegeben werden. Festzustellen ist im Vergleich der Spektren der Hinterkante aus PA80-110, PA80-110_2018 und dem Material mit $\kappa = 2,3 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2$, dass das optimierte Material nur in einem engen Frequenzbereich von etwa 1 bis 2 kHz die geringste Schallabstrahlung aufweist. In den anderen Bereichen findet es eher einen Kompromiss zwischen den beiden Vergleichsmaterialien. Daraus kann gefolgert werden, dass die Einzelwirbelsimulation tatsächlich einen Hinweis auf die Gestaltung aeroakustisch optimierter homogener poröser Materialien liefern kann. Liegt das Ziel allerdings darin, in einem bestimmten Frequenzbereich eine möglichst große Geräuschminderung zu erreichen, muss die Turbulenzrekonstruktion realisiert werden. Da diese einen deutlich höheren numerischen Aufwand mit sich bringt, ist ein einfaches iteratives Vorgehen wahrscheinlich weniger geeignet als ein vollständig numerisches Optimierungsverfahren. In diesem kann dann auch der Einfluss des porösen Materials auf die turbulenten Quellen berücksichtigt werden. Diese haben, wie zu Beginn dieses Abschnitts gezeigt, einen signifikanten Einfluss auf die Schallerzeugung (vgl. Abb. 4.17 (a)).

Alle bisher durchgeführten Analysen der aeroakustischen Wirksamkeit poröser Profilhinterkanten wurden bei einer Anströmgeschwindigkeit von $50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ durchgeführt. Für die Skalierung mit der Anströmgeschwindigkeit des Hinterkantenschalls an soliden Profilen geben Theorie, Experimente und Simulationen ein $p'^2 \propto (U_\infty^0)^5$ -Gesetz an. Für poröse Hinterkanten hingegen finden sich unterschiedliche Werte, wie in Kapitel 2 erläutert. Abbildung 4.25 zeigt die aus

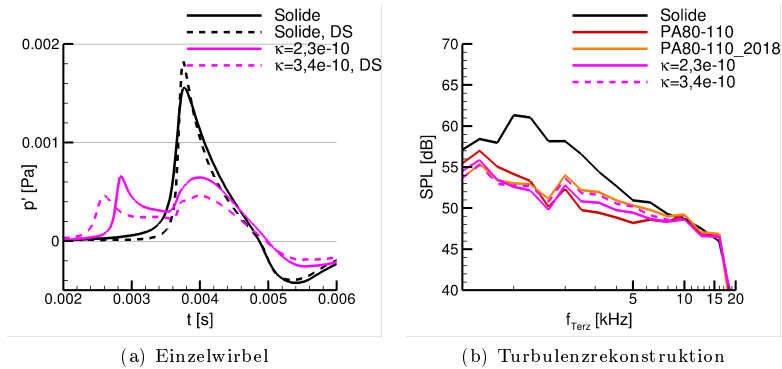


Abbildung 4.24: Wahl der optimalen Permeabilität zur Reduktion des Hintertankenschalls für eine Wirbelposition auf der Saug- und eine auf der Druckseite des Profils bzw. mit Turbulenzrekonstruktion basierend auf der Statistik der Strömung am soliden Profil

Simulationen ermittelten Spektren für die solide und die poröse Hinterkante aus PA80-110 bei zwei unterschiedlichen Anströmgeschwindigkeiten ($50 \frac{m}{s}$ und $60 \frac{m}{s}$). Zur besseren Vergleichbarkeit wurden die Spektren der Rechnung bei $60 \frac{m}{s}$ anhand des $(U_\infty^0)^5$ -Gesetzes auf $50 \frac{m}{s}$ umgerechnet. Es ist zu erkennen, dass die Skalierung für die solide und die poröse Hinterkante die gleiche Qualität zeigt. Daraus kann gefolgert werden, dass der von porösen Hinterkanten emittierte Schall dem gleichen Skalierungsgesetz folgt wie der von soliden Profilen.

Neben der Geschwindigkeitsskalierung ist der Einfluss des geometrischen Anstellwinkels auf die mit porösen Materialien erreichte Schallreduktion von Interesse. An dieser Stelle soll nur auf die grundsätzliche Entwicklung für einen hohen Anstellwinkel ($\alpha_{g,AWB} = 12^\circ$) eingegangen werden. Dabei werden Daten aus Experiment und Simulation verglichen. Damit kann abgeschätzt werden, ob der numerische Ansatz prinzipiell in der Lage ist, die richtigen Trends abzubilden. Abbildung 4.26 zeigt den Einfluss des Anstellwinkels auf das Hintertankengeräusch für unterschiedliche poröse Materialien. Eine entsprechende Darstellung für das Profil mit solider Hinterkante wurde bereits in Abbildung 4.11 diskutiert. Sowohl in der Simulation als auch im Experiment zeigt sich ein deutlicher Einfluss des Anstellwinkels auf das emittierte Spektrum, der für die verschiedenen Materialien unterschiedlich ausgeprägt ist. Dies wird vor allem im Frequenzbereich um 2 bis 5 kHz deutlich. Das Profil mit der Hinterkante aus PA80-110 weist in diesem Bereich für den hohen Anstellwinkel geringere Pegel auf. Bei dem Material PA120-150 ist diese Differenz geringer

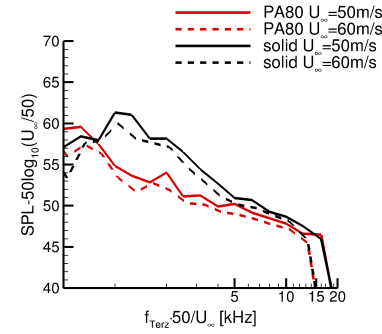


Abbildung 4.25: Geschwindigkeitsskalierung des von der porösen Hinterkante aus PA80-110 abgestrahlten Schalls, basierend auf Simulationen mit $U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $60 \frac{\text{m}}{\text{s}}$

ausgeprägt, während für die Hinterkante aus PA200-250 sogar höhere Pegel als bei $\alpha_g = 0^\circ$ aufgezeichnet werden. Dieser Trend findet sich übereinstimmend in Simulation und Experiment. Eine mögliche Erklärung dafür liegt in der steigenden Durchlässigkeit der porösen Hinterkanten. Diese führt zu einem Auftriebsverlust, also einer geringeren Zirkulation. Dadurch reduziert sich bei gleichem geometrischen Anstellwinkel der effektive Anstellwinkel. Der numerische Ansatz ist somit in der Lage, prinzipiell die Effekte eines erhöhten geometrischen Anstellwinkels auf Profile mit unterschiedlichen porösen Hinterkanten darzustellen. Dies lässt vermuten, dass mit einer Verbesserung der Ergebnisse bei $\alpha_g = 0^\circ$ auch die Übereinstimmung mit Messungen bei hohen Anstellwinkeln erhöht wird.

4.4.3 Anisotrope poröse Hinterkante

Im vorangegangenen Abschnitt konnte gezeigt werden, dass der Einsatz von porösen Materialien einen signifikanten Einfluss auf die Schallerzeugung an turbulent überströmten Hinterkanten hat. Bis zu diesem Punkt wurde die Analyse auf homogene Materialien beschränkt. Solche Materialien wurden bereits häufig in aeroakustischen Untersuchungen angewendet (vgl. Abschnitt 2.3.2). Komplexere Materialien mit orts- und richtungsabhängigen Materialeigenschaften finden sich bisher kaum in der Literatur. Im Rahmen des SFB880 konnte gezeigt werden, dass durch einen Walzprozess der Durchströmungswiderstand und die Porenform poröser Materialien beeinflusst wird [96, 159]. Im Folgenden wird zunächst beleuchtet, wie sich ein richtungsabhängiger (anisotroper) Durchströmungswiderstand auf die aeroakustische Beeinflussung des Hinterkantenschalls auswirkt. Die Porosität als skalare Größe bildet diese Anisotropie nicht ab. Stattdessen wird, wie in Abschnitt 2.4.2 gezeigt, die Permeabilität

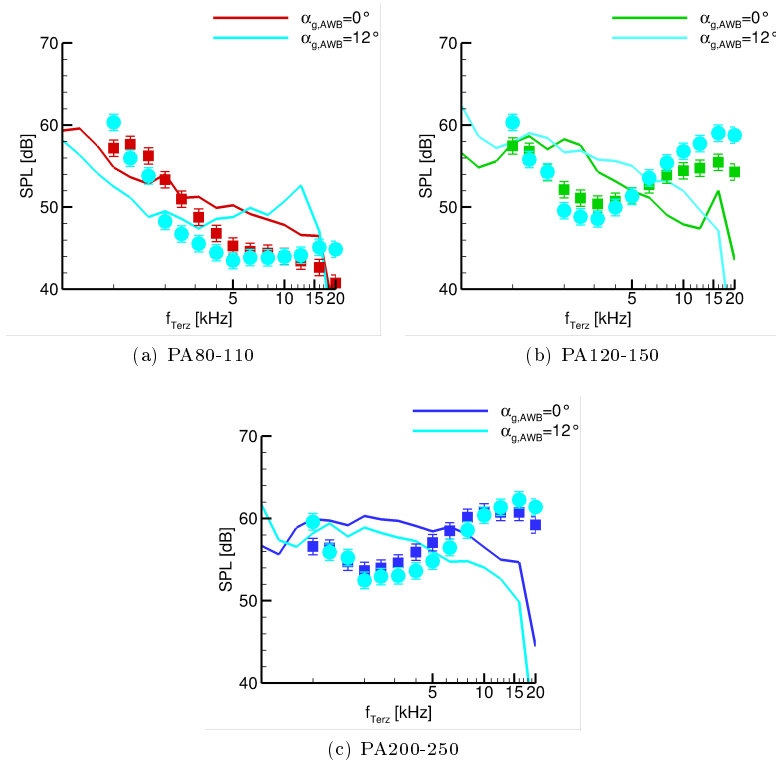


Abbildung 4.26: Einfluss des Anstellwinkels auf die in Experiment und Simulation ermittelten Terzbandspektren des Hinterkantengeräusches für unterschiedliche poröse Materialien. Verglichen werden die Ergebnisse, die den geometrischen Anstellwinkeln 0° und 12° im Experiment entsprechen

Tabelle 4.3: Materialeigenschaften der numerisch untersuchten porösen anisotropen Materialien

Material	ϕ	κ_1 [m ²]	κ_2 [m ²]
PA200-250_50%	0,29	$1,46 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{-10}$
PA80-110+PA200-250	0,50	$1,24 \cdot 10^{-10}$	$4,3 \cdot 10^{-9}$

als Tensor beschrieben. Beispielhaft werden zwei unterschiedliche Materialien untersucht. Bei dem ersten handelt es sich um ein durch einen Walzprozess hergestelltes Material. Dieses basiert auf dem bereits im vorangegangenen Abschnitt untersuchten PA200-250. Im Walzprozess wurde das Material auf 50% der Ausgangsdicke zusammengedrückt. Die Durchströmungswiderstände entlang der drei Achsen wurden experimentell bestimmt (siehe Tabelle 4.3). Zusätzlich wird ein künstliches Material betrachtet, das sich aus den Materialeigenschaften des PA80-110 und PA200-250 zusammensetzt. Damit wird ein größerer Unterschied zwischen den Permeabilitäten der Achsen erreicht. Zusätzlich ist ein direkter Vergleich mit den isotropen Materialien möglich. Am Profil wurde das Material in zwei unterschiedlichen Orientierungen platziert. Einmal so, dass die hohe Permeabilität κ_2 in y -Richtung die Kommunikation zwischen Saug- und Druckseite erleichtert und einmal so, dass in dieser Richtung die geringere Permeabilität κ_1 herrscht. Die Porosität wurde mit $\phi = 0,5$ auf einen Wert eingestellt, der zwischen den beiden Ausgangsmaterialien liegt. Im vorherigen Abschnitt wurde gezeigt, dass eine Variation hier nur geringe Auswirkungen auf die Schallerzeugung hat.

Zu beachten ist, dass die Anisotropie des porösen Materials nur in der CAA Simulation mit PIANO, nicht jedoch in der Berechnung der Hintergrundströmung berücksichtigt werden kann. Zum Zeitpunkt dieser Arbeit fehlte die entsprechende Modellierung in TAU. Daher werden für die Realisierung der Quellen die Turbulenzinformationen des Profils mit solider Hinterkante genutzt. Somit kann der Einfluss des anisotropen Materials auf die Schallentstehung an der Hinterkante bewertet werden, nicht jedoch mögliche Abweichungen in der Turbulenz.

Die Simulationen mit einem einzelnen Wirbel erlauben einen guten Einblick in die aeroakustische Wirkung der porösen Hinterkanten. In Abbildung 4.27 ist das Ergebnis der Simulation des gewalzten PA200-250 wie bekannt als Zeitschrieb des unterhalb der Hinterkante aufgenommenen akustischen Signals dargestellt. Als Vergleich dienen zum einen die solide Hinterkante und zum anderen die beiden Materialien PA80-110 und PA200-250. Diese wurden gewählt, da zum einen das gewalzte Material auf dem PA200-250 basiert. Zum anderen zeigt es in y -Richtung eine vergleichbare Durchlässigkeit wie das PA80-110 (vgl. Tabellen 4.1 und 4.3). Zu sehen ist, dass das akustische Signal der Hinterkante mit dem gewalzten PA200-250_50% fast exakt dem Signal des PA80-110 entspricht. Die Abweichung sowohl für den an der Ansatzstelle als auch an der

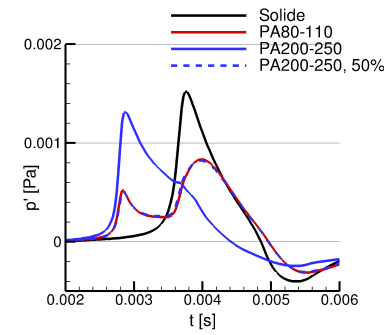


Abbildung 4.27: Einfluss der anisotropen Permeabilität des auf 50% der Ausgangsdicke gewalzten PA200-250 auf das akustische Signal

Hinterkante erzeugten Schall liegt im Bereich von etwa 2%. Basierend auf der Durchlässigkeit zwischen Saug- und Druckseite $\kappa_y = \kappa_1$ und der Porosität ϕ ist eine leichte Verstärkung des Ansatzgeräuschs für das anisotrope PA200-250_50% im Vergleich zum PA80-110 zu erwarten. Bei dem hier betrachteten anisotropen Material ist der Unterschied der Permeabilitäten recht gering. In der nachfolgenden Betrachtung wird daher das zu Beginn beschriebene künstliche Material, basierend auf den Durchlässigkeiten des homogenen PA80-110 und PA200-250, untersucht.

Abbildung 4.28 zeigt die Simulationsergebnisse mit dem zusammengesetzten anisotropen Material in beiden Orientierungen. Zuerst wird das Material mit hoher Durchlässigkeit zwischen Profilober- und Unterseite betrachtet. Zu sehen ist, dass das aufgenommene akustische Signal dem der homogenen Hinterkante aus PA200-250 entspricht. Es gibt jedoch kleine Abweichungen sowohl im Ansatzstellen- als auch Hinterkantengeräusch. So findet sich wie bei dem gewalzten Material eine leichte Reduktion des Ansatzstellengeräuschs um etwa 2%. Für den Hinterkantenschall kommt es ebenfalls zu einer Änderung des Signals. Hier scheint allerdings keine Erhöhung oder Verringerung der Signalstärke vorzuliegen, sondern eine Verzögerung des Emissionszeitpunkts. Der Wirbel befindet sich für alle Simulationen zu einem beliebigen Zeitpunkt immer an der gleichen Position. Die Verzögerung kann somit nicht durch unterschiedliche Konvektionsgeschwindigkeiten erklärt werden. Darüber hinaus entspricht die Beobachtung der bei den homogenen Materialien. Dort wurde das Hinterkantengeräusch vom PA80-110 im Vergleich zu den anderen Hinterkanten ebenfalls verspätet emittiert. Diese Beobachtung wird von der Analyse des akustischen Signals des anisotropen Materials mit geringer Durchlässigkeit zwischen Saug- und Druckseite bestätigt. Hier kommt es durch die erhöhte Permeabilität in Richtung der Profilhöhle zu einer im Vergleich zum isotropen PA80-110 früheren Schallabstrahlung. Die Durchlässigkeit der porösen Hinterkante in Strömungsrichtung ist im Vergleich zum isotropen PA80-110 höher.

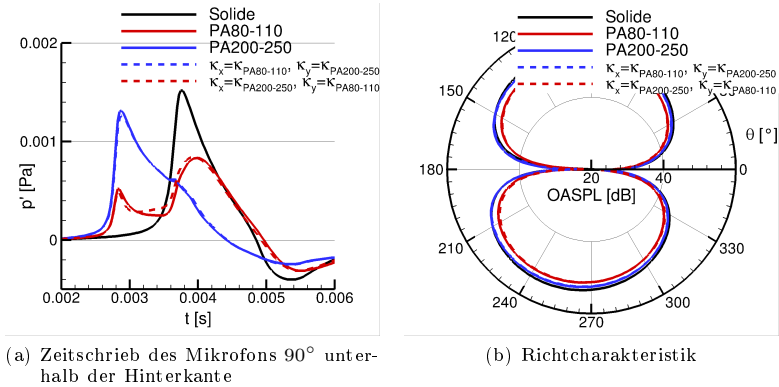


Abbildung 4.28: Einfluss eines anisotropen Materials auf das Hinterkantengeräusch erzeugt von einem einzelnen Wirbel auf der Saugseite des Profils

mungsrichtung spielt somit anscheinend eine Rolle bei dem Aufbau des lokalen Druckfelds an der Profilhinterkante. Die Stärke des daraus entstehenden akustischen Signals beruht aber nur auf der Durchlässigkeit zwischen Profillober- und -unterseite. Für das zweite anisotrope Material ist noch bemerkenswert, dass es wie zuvor zu einer geringen Abschwächung des Ansatzstellengeräuschs kommt. Dies ist zunächst überraschend, da die Orientierung des anisotropen Materials an dieser Stelle keinen Einfluss auf die Schallenstehung hat. Möglicherweise führt jede Anisotropie zu einem ungleichförmigen Eindringen des Wirbels in das poröse Material und somit zu einer Geräuschreduktion. Dieser Effekt ist allerdings im Vergleich zu den bisher beobachteten Auswirkungen unterschiedlicher Permeabilitäten bei isotropen Materialien gering. Auch auf die Richtcharakteristik des abgestrahlten Schalls hat die Wahl eines anisotropen porösen Materials keine relevanten Auswirkungen, wie aus Abbildung 4.28 hervorgeht.

Die Untersuchung verschiedener poröser Materialien mit anisotroper Permeabilität hat gezeigt, dass für die Reduktion des Hinterkantenschalls vor allem die Durchlässigkeit zwischen Profillober- und -unterseite von entscheidender Bedeutung ist. Dies deckt sich mit vorangegangenen numerischen und experimentellen Ergebnissen [52, 140]. In diesen wurde die Kommunikation zwischen Saug- und Druckseite durch eine Sperrschicht in der Mitte eines symmetrischen Profils unterbunden. Dies führte zu einem Verlust der Geräuschreduktion.

4.4.4 Gradierte Materialparameter

Die bisherigen Untersuchungen der aeroakustischen Beeinflussung des Hinterkantenschalls an Tragflügelprofilen mit homogenen und anisotropen porösen Materialien zeigen zwei getrennte Quellmechanismen. Zum einen wird an der Hinterkante des Profils Schall emittiert. Dieser kann mit zunehmender Permeabilität des porösen Materials deutlich reduziert werden. Damit einher geht allerdings eine Erhöhung des an der Ansatzstelle des porösen Materials entstehenden Schalls. Für homogene Materialien kann eine Permeabilität gefunden werden, bei der beide Quellmechanismen gleich stark sind. Dies stellt eine Beschränkung der erreichbaren Schallreduktion dar. Daraus ergibt sich die Frage, ob mit lokal variierenden Materialeigenschaften diese Barriere überwunden werden kann. Aus der Untersuchung homogener Materialien ist bekannt, dass die Porosität nur einen geringen Einfluss auf den abgestrahlten Hinterkantenschall hat. Daher ist für diesen Abschnitt vor allem die Variation der Permeabilität von Interesse. Diese sollte an der Ansatzstelle zum soliden Teil des Profils gering und an der Hinterkante hoch sein. Zu dem Verlauf über der Länge der porösen Hinterkante gibt es noch keine Anforderungen. Es wird allerdings erwartet, dass ein glatter Verlauf zu bevorzugen ist. Unstetige Sprünge in der Permeabilität könnten je nach Stärke wieder als neue Kanten und damit Schallquellen wirken. Im Folgenden werden daher unterschiedliche Verläufe betrachtet. Zu beachten ist, dass die Modellierung gradiert poröser Materialien in TAU zum Zeitpunkt dieser Arbeit nur einen linearen Verlauf der Porosität und der Permeabilität abbilden kann. Der Einfluss des gradierten Materials auf die Turbulenz wird daher erst am Ende diskutiert.

Wie bei der Untersuchung der anisotropen Materialien wird zunächst mit der Analyse von gewalzten Materialien [159] begonnen. Die Zustellung im Walzprozess nimmt dabei über der Hinterkante linear von 50% der Ausgangsdicke an der Ansatzstelle zum soliden Profil auf 0% an der Hinterkante ab. Aus der experimentellen Materialcharakterisierung ist bekannt, wie sich die Porosität und Permeabilität mit der Zustellung im Walzprozess verändern. Diese Abhängigkeit ist in Abbildung 4.29 dargestellt. Dementsprechend wird die über der porösen Hinterkante linear zunehmende Zustellung im Walzprozess durch einen linearen Verlauf der Porosität und einen exponentiellen Verlauf der Permeabilität modelliert.

In Abbildung 4.30 ist die aus den vorherigen Abschnitten bekannte Auftragung des akustischen Zeitsignals, aufgenommen unterhalb der Profilhinterkante, dargestellt. Zu sehen ist links der Vergleich für die Hinterkante aus gradiert gewalztem PA80-110 im Vergleich mit dem Ausgangsmaterial und der soliden Hinterkante und rechts der entsprechende Fall mit dem gradiert gewalzten PA200-250. Zu erkennen ist für beide Materialien ein starker Einfluss der Bearbeitung auf das emittierte Geräusch. Für das gradierte PA80-110 verschwindet der Peak des Ansatzstellengeräuschs beinahe vollständig. Stattdessen kommt es zu einem flachen Anstieg bis zum akustischen Signal der Hinterkante. Dieses

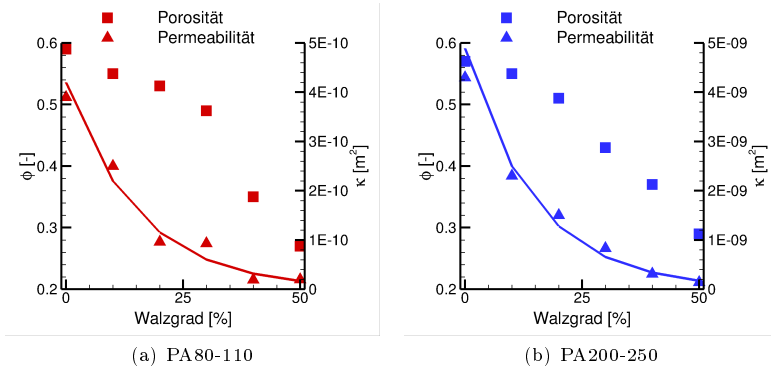


Abbildung 4.29: Einfluss des Walzprozesses [159] auf die Porosität und Permeabilität unterschiedlicher Ausgangsmaterialien mit exponentieller Modellierungsfunktion für die Permeabilität

entspricht in guter Näherung dem von der homogenen Hinterkante emittierten. Damit ist ein erster Hinweis darauf gewonnen, dass gradierte Materialien tatsächlich einen aus aeroakustischer Sicht günstigen Einfluss auf die Entstehung von Schall an Profilhinterkanten haben. Auch die Analyse des Geräuschs von der Hinterkante mit höherer Durchlässigkeit aus PA200-250 bestätigt diese Annahme. Hier wird das mit dem homogenen Material dominante Ansatzstellengeräusch auf etwa die Hälfte reduziert, ohne dass die Hinterkante als neue dominante Quelle hervortritt. Beide gradiert gewalzten Materialien zeigen somit die Möglichkeit, über eine räumlich veränderliche Durchlässigkeit die Beschränkung von homogenen porösen Materialien hinsichtlich der Geräuschminderung zu umgehen. Dies wird vor allem dadurch erreicht, dass die Schallerzeugung nicht mehr dominant an einem Punkt des Profils (Ansatzstelle oder Hinterkante) stattfindet, sondern über den gesamten Bereich des porösen Materials verteilt wird.

Nach der Untersuchung der gewalzten Materialien sollen unterschiedliche Verläufe der Permeabilität betrachtet werden. Dazu werden 4 verschiedene Ansätze verfolgt, die jeweils über die Permeabilität am Ansatz κ_1 und an der Hinterkante κ_2 weiter variiert werden können. Um einen Vergleich mit den zuvor untersuchten homogenen porösen Materialien zu ermöglichen, werden κ_1 und κ_2 entsprechend der Werte aus Tabelle 4.1 gewählt. Die höhere Permeabilität liegt dabei an der Hinterkante. Als einfachste Möglichkeit zwei Materialien zu kombinieren, wird die poröse Hinterkante an der Hälfte bei $x/c = 0,95$ geteilt und beide Bereiche mit konstanten Materialparametern versehen. Die weiteren drei Ansatzfunktionen sind in Abbildung 4.31 dargestellt. Dabei handelt es sich um einen über x/c linearen Verlauf und zwei quadratische Funktio-

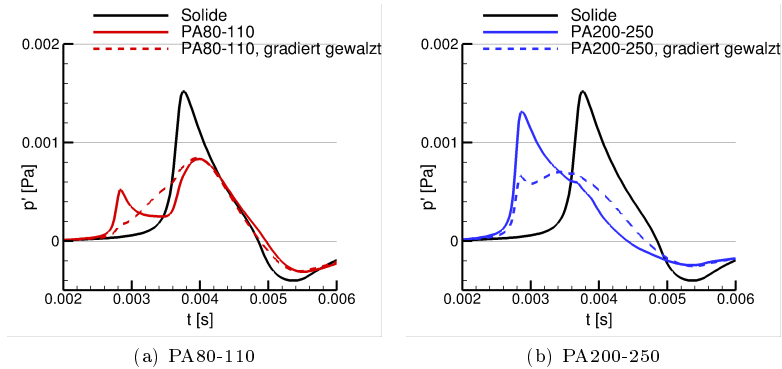


Abbildung 4.30: Einfluss gradiert Porosität und Permeabilität auf das akustische Signal des Hinterkantenschalls bei Passage eines einzelnen Wirbels auf der Saugseite des Profils

nen. Die quadratischen Funktionen sind dabei so gewählt, dass der Gradient $\frac{\partial \kappa}{\partial x}$ zum einen an der Ansatzstelle und zum anderen an der Hinterkante gleich Null ist. Sprachlich werden diese Verläufe anhand ihres Gradienten mit der Bezeichnung *progressiv* und *degressiv* unterschieden.

Die in Abbildung 4.32 dargestellten Simulationsergebnisse basieren auf realen zusammengesetzten Materialien. Diese sind auch experimentell zum Einsatz gekommen. Bei beiden Kombinationen ist gut zu erkennen, dass das Ansatzstellengeräusch dem des PA80-110_2018 entspricht. Anschließend kommt es ebenfalls bei beiden Hinterkanten zu einem akustischen Signal, noch bevor der Wirbel an der Hinterkante angekommen ist. Anscheinend wirkt hier der Übergang vom PA80-110_2018 mit geringer Permeabilität zum jeweiligen stärker durchlässigen Material als Quellort. Dies passt zu der mit den gradiert gewalzten Materialien gemachten Beobachtung. Auch dort findet die Schallerzeugung über dem gesamten porösen Bereich der Hinterkante statt. Bei den zusammengesetzten Materialien ist der Gradient der Permeabilität in der Mitte des porösen Bereichs sehr groß. Damit ist klar, dass die zuvor beobachtete Verteilung der Schallerzeugung an diesem Ort konzentriert wird. Bei den gewählten Materialkombinationen und der Art des Übergangs vom einen auf das andere Material zeigt sich, dass die hohe Permeabilität an der Hinterkante keinen Vorteil hinsichtlich der Schallreduktion bedeutet. In beiden Fällen wäre eine homogene Hinterkante aus PA80-110_2018 die beste Wahl.

Um die Untersuchung gradiert Materialien weiterzuführen, werden im nächsten Schritt als Kombination die Materialien PA80-110 und PA200-250 gewählt. Darüber hinaus wird der Übergang vom ersten zum zweiten Material nicht mehr als sprunghafte Änderung modelliert, sondern als linearer

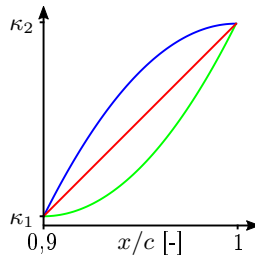


Abbildung 4.31: Darstellung unterschiedlicher Gradierungen der Permeabilität über den Verlauf der porösen Hinterkante. Gezeigt werden ein **linearer**, ein **quadratisch progressiver** und ein **quadratisch degressiver** Ansatz

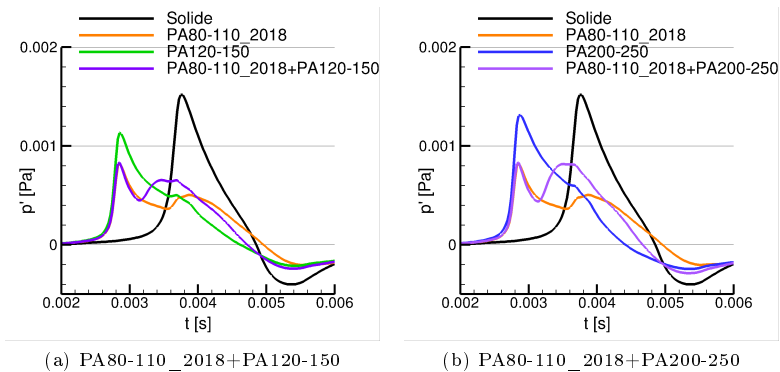


Abbildung 4.32: Hinterkantenschall von F16 Profilen mit porösen Hinterkanten, die aus zwei Materialien zusammengesetzt sind

oder quadratischer Verlauf. Das von diesen porösen Hinterkanten abgestrahlte akustische Signal aus der Interaktion mit einem einzelnen Wirbel ist in Abbildung 4.33 (a) gezeigt. Es fällt auf, dass die Wahl der Modellierungsfunktion für den Übergang zwischen der Permeabilität der Ansatzstelle und der Hinterkante einen entscheidenden Einfluss auf die Schallerzeugung hat. Besonders deutlich wird dies bei der Geräuschemission von der Ansatzstelle. So erzeugt die progressive quadratische Funktion von den Modellfunktionen das geringste Geräusch. Der zweite, degressive Ansatz liegt bei der Schallerzeugung im Vergleich der drei Modellfunktionen am höchsten. Berücksichtigt man dazu die zuvor gezeigten Ergebnisse mit der Zusammensetzung der Hinterkante aus zwei homogenen Materialien, erkennt man, dass der Gradient der Permeabilität für die hier gewählte Materialkombination an der Ansatzstelle möglichst gering gewählt werden sollte. Gleiches gilt für die Schallerzeugung an der Hinterkante des Profils, wobei mit der hier gewählten maximalen Permeabilität von $3,9 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2$ der Einfluss des Gradienten nur gering ist. Wie in allen vorherigen Betrachtungen unterschiedlicher Materialien zeigen die porösen Hinterkanten auch hier eine gleichförmige Reduktion des erzeugten Schalls in Bezug auf den Abstrahlwinkel θ (Abb. 4.33 (b)).

Im Abschnitt zu den homogenen porösen Materialien wurde gezeigt, dass eine Reduktion der Schallquellen am porösen Ansatz und der Hinterkante nicht über das gesamte Spektrum zu einer Geräuschreduktion führt. Bei den hier gezeigten gradierten Materialien ändert sich der Charakter des von einem Wirbel emittierten akustischen Signals. Dies sollte wiederum einen Einfluss auf die spektrale Verteilung der Energie bedeuten. Abbildung 4.33 (c) zeigt als Beispiel die Spektren aus der Simulation der drei gradierten Materialien, basierend auf den Werten des PA80-110 und PA200-250. Als Vergleich dienen die solide und die homogenen porösen Hinterkanten. Es ist zu sehen, dass das progressiv gradierte Material im Frequenzbereich bis 10 kHz gegenüber allen anderen Materialien die geringsten Schalldruckpegel erreicht. Dies entspricht dem Ergebnis der Einzelwirbelsimulation. Daraus folgt, dass der reduzierte Simulationsansatz in der Lage ist, eine grobe Richtung bei der Suche nach einem optimierten Material zu geben.

Die bis hier gezeigten Ergebnisse basieren entweder auf der Schallerzeugung durch einen einzelnen Wirbel oder auf der Turbulenzstatistik des soliden Profils. Aus dem vorherigen Abschnitt zu den homogenen porösen Materialien ist bekannt, dass diese einen deutlichen Einfluss auf die Grenzschichtturbulenz haben. In Abbildung 4.34 werden die Ergebnisse der akustischen Simulationen am Profil mit der Turbulenzinformation der linear gradierten porösen Hinterkante dargestellt. Die Analyse erfolgt zunächst am soliden Profil (a) und anschließend am porösen Profil (b). Dabei ergibt sich ein ähnliches Bild wie für die homogenen Materialien. Die Turbulenz des gradierten porösen Profils zeigt am soliden Profil, im Vergleich zu der des homogenen PA200-250, eine etwas schwächere Schallerzeugung. Im Vergleich der realen Fälle, bei der für jedes Hinterkantenmaterial die entsprechende Turbulenz realisiert wird, wird der

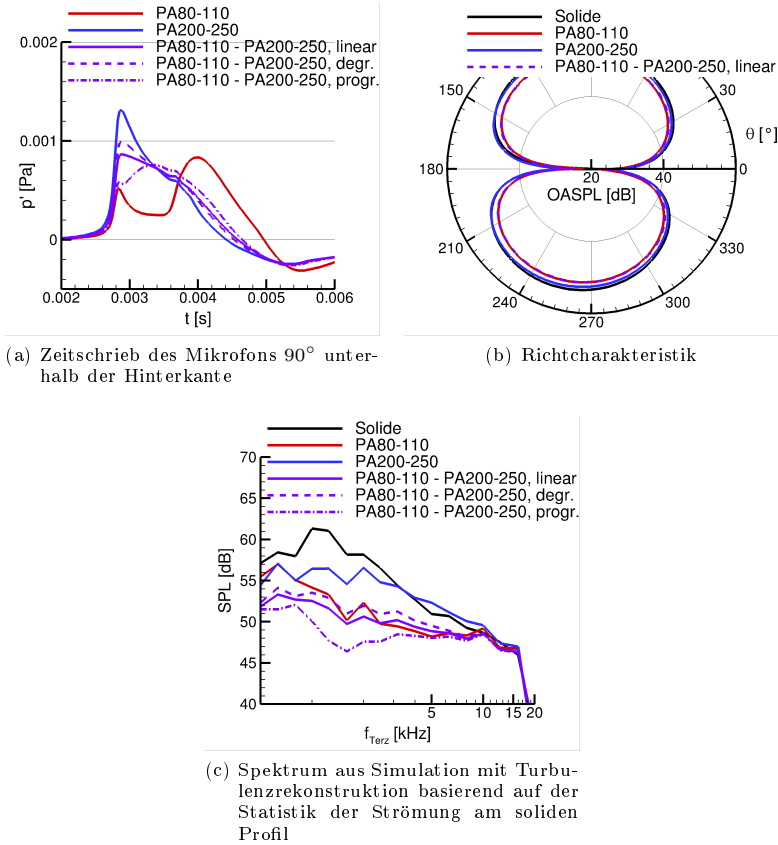


Abbildung 4.33: Hinterkantenschall von F16 Profilen mit porösen Hinterkanten mit unterschiedlichen Verläufen der Permeabilität (vgl. Abb.4.31) bei konstanter Porosität

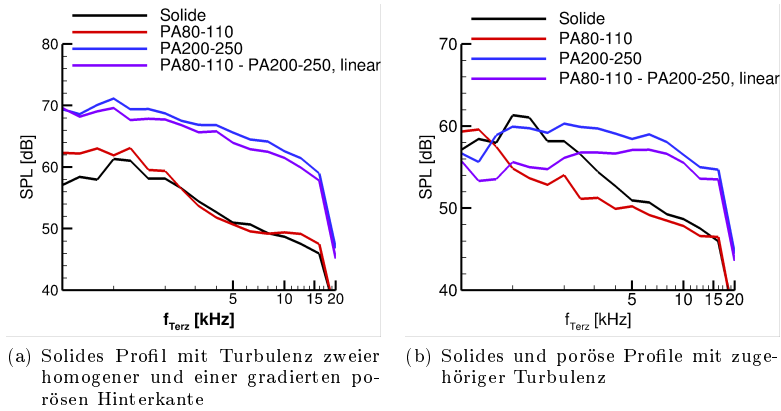


Abbildung 4.34: Hinterkantenschall basierend auf der Turbulenzstatistik aus Strömungsrechnungen mit homogenen und gradiert poröser Hinterkante am soliden oder porösen Profil

positive Effekt der Materialgrädierung bei niedrigen Frequenzen im Vergleich zum homogenen PA200-250 deutlich. Bei hohen Frequenzen ist gegenüber dem soliden Profil jedoch noch immer eine Geräuscherhöhung zu beobachten.

Ein zentrales Ergebnis dieses Abschnitts zu gradiert porösen Materialien liegt darin, dass sich prinzipiell die positiven Aspekte von geringer und hoher Durchlässigkeit kombinieren lassen. Durch eine räumliche Verteilung der Schallerzeugung ist es möglich, die maximal auftretenden Schalldruckpegel zu reduzieren. Bei der Gestaltung eines aeroakustisch optimierten Materials stehen mit der Wahl der Durchlässigkeit an den Rändern sowie der Gestaltung des Verlaufs eine Vielzahl an Parametern zur Verfügung. Noch komplexer wird der Fall, wenn zusätzlich der Einfluss einer durch die poröse Hinterkante veränderten Turbulenz berücksichtigt wird. Spätestens dann ist ein einfacher iterativer Prozess zur Bestimmung der optimalen lokalen Materialparameter nicht mehr geeignet.

Die bis hier gewonnenen Erkenntnisse über den Einfluss lokal definierter Materialparameter können auch im Rückblick auf die ersten Analysen der homogenen porösen Materialien genutzt werden. Dabei wurde festgestellt, dass vor allem die Materialien mit hoher Permeabilität durch das starke Ansatzstellengeräusch nicht die im Experiment erreichten Schallminderungen widerspiegeln. Ein möglicher Unterschied zwischen der Realisierung eines homogenen Materials in der Simulation und des realen Materials am Modell liegt an der Ansatzstelle. Das poröse Material wird dabei an dem soliden Teil des Modells angebracht. Dort gibt es wahrscheinlich Poren, die nicht oder nur über kleine

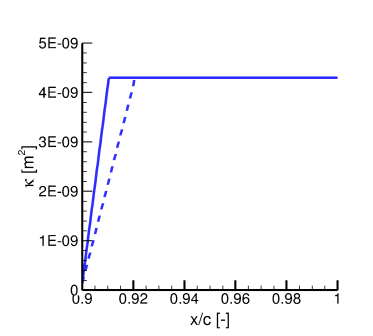


Abbildung 4.35: Modellierung des Ansatzes des porösen Materials über einen linearen Permeabilitätsverlauf

Kanäle mit der Umströmung des Profils verbunden sind. Damit ergibt sich für das Material eine lokal verringerte Permeabilität. In Abbildung 4.35 sind zwei verschiedene Verläufe der Permeabilität über der porösen Hinterkante basierend auf dem PA200-250 eingezeichnet, die eine solche lokale Veränderung abbilden könnten. Die Länge der beiden Rampen von 3 mm bzw. 6 mm wurde basierend auf der aus CT-Scans ermittelten mittleren Porengröße von etwa 2 mm [159] gewählt.

Die Simulation mit einem einzelnen Wirbel auf der Saugseite des Profils in Abbildung 4.36 (a) bestätigt zunächst, dass die gewählten Rampen in der Permeabilität tatsächlich zu einer Reduktion des dominanten Ansatzstellengeräuschs führen. Allerdings fällt die Reduktion mit etwa 20% nur gering aus. Wendet man die Turbulenzrekonstruktion (basierend auf der Statistik der Strömung am soliden Profil) an, erhält man die in Abbildung 4.36 (b) dargestellten Spektren. Es ist zu sehen, dass durch die Rampen eine signifikante Schallreduktion über einen weiten Frequenzbereich im Vergleich zum homogen modellierten PA200-250 von bis zu 2 dB für die lange Rampe erreicht wird. Damit werden bereits fast die Schalldruckpegel des deutlich weniger durchlässigen PA80-110_2018 erreicht. Dies ist ein weiterer Hinweis darauf, dass der gewählte numerische Ansatz besser zur Abbildung der aeroakustischen Wirkungsweise von porösen Materialien geeignet ist, als im ersten Vergleich zu den Messungen vermutet. Ein weiterer Schritt in diese Richtung könnte darin liegen, auch in der Strömungssimulation eine beliebige, lokal verringerte Durchlässigkeit abbilden zu können. Dies könnte dazu beitragen, dass die Gesamtdurchströmung der porösen Hinterkante reduziert wird, was wiederum einen deutlichen Einfluss auf die turbulenten Quellen haben sollte.

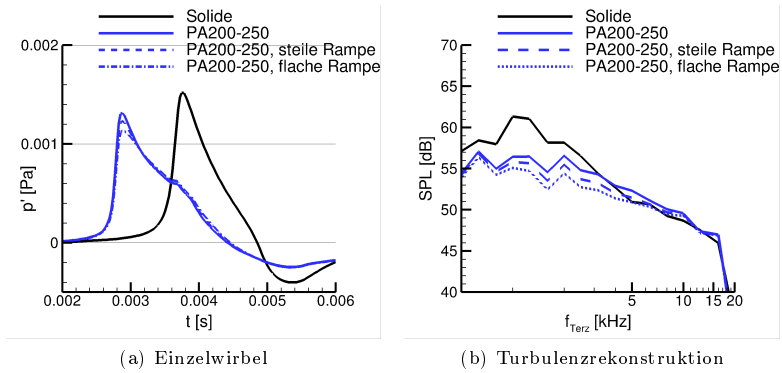


Abbildung 4.36: Hinterkantenschall von F16 Profilen mit porösen Hinterkanten, mit reduzierter Durchlässigkeit an der Ansatzstelle

5 Anwendung poröser Materialien an einem Hochauftriebsprofil mit aktiver Strömungskontrolle

Dieses letzte Ergebniskapitel dient der Verknüpfung der vorangegangenen Untersuchungen. In Kapitel 3 wurde gezeigt, dass für den in Richtung Boden abgestrahlten Schall des betrachteten Hochauftriebsprofils zwei Quellmechanismen dominant sind: Die Klappenhinterkante und die Beschleunigung der Strömung um das Klappenknie stromab der Ausblasung. Anschließend wurde in Kapitel 4 präsentiert, dass mit porösen Materialien die Schallemission an einer Profilhinterkante reduziert werden kann. Im Folgenden werden numerische Untersuchungen an dem in Kapitel 3 verwendeten Profil, ergänzt um eine poröse Hinterkante, gezeigt und erläutert. Der poröse Teil der Hinterkante hat eine Länge von 35 mm (entspricht $11,67\% \cdot c$). Dabei geht es nicht um die Suche nach einem optimierten Material. Stattdessen soll grundsätzlich gezeigt werden, ob poröse Materialien zur Geräuschreduktion an einem Hochauftriebsprofil genutzt werden können. Dafür kommen exemplarisch drei Materialien (homogen: PA80-110 und PA80-110_2018, gradiert: gewalztes PA80-110) zum Einsatz. Auch wird auf die Variation der Anströmbedingungen (Strömungsgeschwindigkeit U_∞^0 , Anstellwinkel α_g und Impulsbeiwert c_μ) verzichtet. Der Vergleich mit dem soliden Profil erfolgt bei $U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$ und $c_\mu = 0,057$.

5.1 Simulationsaufbau

Für die aeroakustischen Simulationen wird das in Kapitel 3 gezeigte blockstrukturierte Rechnetz wiederverwendet, erweitert um die Vernetzung des porösen Teils der Hinterkante (vgl. Abb. 5.1).

Auf der Seite der Strömungssimulation stand keine Rechnung des Profils mit poröser Hinterkante zur Verfügung. Daher finden die akustischen Betrachtungen auf Basis der Turbulenz des Profils mit solider Hinterkante statt. Im vorangegangenen Kapitel wurde bereits gezeigt, dass sich so der prinzipielle Einfluss von porösen Hinterkanten auf die Schallerzeugung einordnen lässt. Eine Bewertung der tatsächlich erreichbaren Geräuschminderung kann allerdings nicht erfolgen. Für die hier gewählten homogenen Materialien PA80-110 und PA80-110_2018 war der Einfluss der durch die porösen Hinterkanten veränderten Turbulenz am einfachen Profil gering. Am Hochauftriebsprofil ist der Druckunterschied zwischen Saug- und Druckseite der Klappe jedoch höher, sodass eine stärkere Durchströmung der porösen Hinterkante erwartet wird.

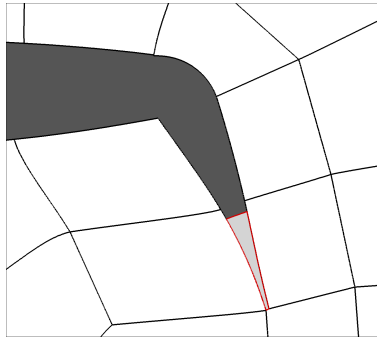


Abbildung 5.1: Poröse Hinterkante am Hochauftriebsprofil für die akustischen Simulationen

Wie die Untersuchungen an den durchlässigeren Materialien gezeigt haben, verändert dies die Geräuscentstehung signifikant. Dazu kommt, dass mit der Durchströmung der Hinterkante eine Reduktion des Auftriebs bzw. der Zirkulation einhergeht [88]. Dies wird sich wahrscheinlich durch lokal veränderte Strömungsbedingungen auch auf die Schallerzeugung am Klappenknie auswirken. Zur Beantwortung der Frage nach der prinzipiellen Wirksamkeit einer porösen Hinterkante an einem Hochauftriebsprofil mit Strömungskontrolle ist der hier verfolgte Ansatz trotzdem geeignet.

Da im folgenden Abschnitt die turbulenten Quellen des soliden Profils realisiert werden, wird die poröse Hinterkante nur Einfluss auf die Schallerzeugung an der Klappenhinterkante haben. Daher liegt auf dieser Quelle der Fokus. Die Schallabstrahlung des Krümmungsgeräuschs wird jedoch ebenfalls betrachtet. Wie in Kapitel 3 gezeigt wurde, wird der Schall an der Klappenhinterkante gebeugt. Dieser Effekt wird möglicherweise von der porösen Hinterkante beeinflusst.

Die Auswertung der Simulationsergebnisse erfolgt wie in Kapitel 3 anhand von Mikrofonen, die auf einem Kreis um die Klappenhinterkante angeordnet sind. Anders als zuvor werden nicht die direkt ermittelten Schalldruckpegel gezeigt. Stattdessen werden Pegeldifferenzen zwischen dem am soliden, bzw. porösen Profil emittierten Schall gezeigt. Positive Werte geben dabei eine Schallminderung durch die porösen Materialien an, negative eine Schallerhöhung.

5.2 Simulationsergebnisse

Krümmungsschall

Begonnen wird mit der Schallausbreitung des Krümmungsgeräuschs und damit dem Einfluss der porösen Hinterkanten auf Beugungseffekte an der Klap-

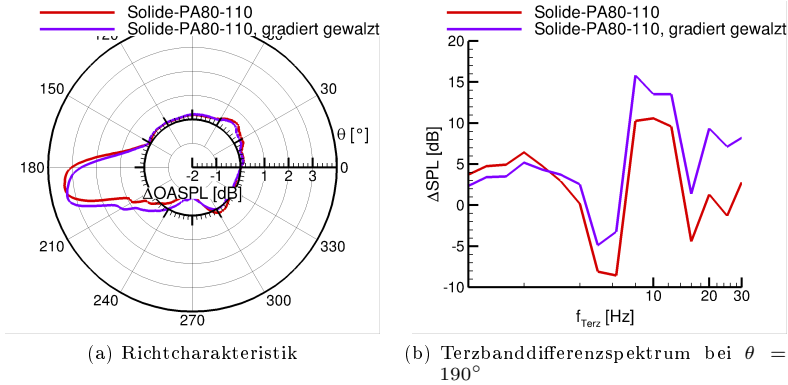


Abbildung 5.2: Einfluss poröser Hinterkanten des Hochauftriebsprofils auf die Schallausbreitung des Krümmungsgeräusches ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$, $c_\mu = 0,057$) ($\Delta\text{SPL} = \text{SPL}_{\text{solide}} - \text{SPL}_{\text{porös}}$)

penhinterkante. Dazu wird zunächst die Richtcharakteristik des abgestrahlten Schalls betrachtet (Abb. 5.2). Daraus ist deutlich abzuleiten, dass die poröse Hinterkante einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die Schallabstrahlung hat. Interessant ist, dass das homogene und das gradierte poröse Material die gleiche Richtcharakteristik aufweisen. Es kommt lediglich zu einer geringen Drehung von etwa 5° . Auch die in Abbildung 5.2 (b) aufgetragenen Differenzspektren für einen Beobachter stromauf des Profils ergeben ein ähnliches Bild. Beide poröse Hinterkanten zeigen eine stark frequenzabhängige Beeinflussung der Schallabstrahlung. So kommt es im Vergleich mit der soliden Hinterkante um 5 bis 6 kHz sogar zu einer Geräuscherhöhung beim Beobachter. Diese trägt allerdings nicht zum Gesamtschalldruckpegel bei, da das Spektrum der soliden Referenzhinterkante bei diesen Frequenzen bereits deutlich abgefallen ist. Dass bei etwa der doppelten Frequenz um 10 kHz hingegen eine deutliche Schallreduktion auftritt, spricht dafür, dass Interferenzeffekte eine Rolle spielen. Diese können mit der realisierten Breitbandsimulation jedoch nicht direkt sichtbar gemacht werden, weshalb im Folgenden ein einzelner Wirbel betrachtet wird. Damit lässt sich die Ausbreitung unterschiedlicher Wellenfronten einfach darstellen.

In Abbildung 5.3 (a) ist eine Momentaufnahme des akustischen Felds für das Profil mit solider Hinterkante gezeigt. Dabei ist gut zu erkennen, wie die am Klappenknie entstehenden Schallwellen um die Hinterkante der Klappe gebeugt werden. Dieser Effekt wurde bereits in Kapitel 3 erläutert. Daneben ist das Profil mit poröser Hinterkante aus dem Material PA80-110 dargestellt (Abb. 5.3 (b)). Die Schallausbreitung um die Hinterkante verändert sich deut-

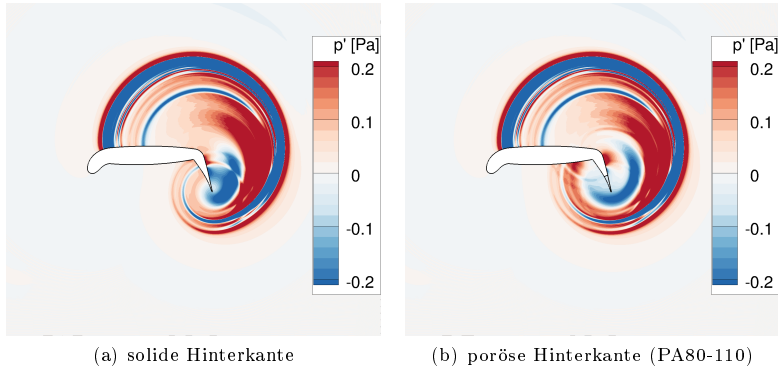


Abbildung 5.3: Momentaufnahme (Simulationszeit $t = 7,4 \cdot 10^{-4}$ s) des Schallfelds des Krümmungsgeräuschs am Hochauftriebsprofil mit solider und poröser (PA80-110) Hinterkante aus der Passage eines einzelnen Wirbels

lich. Zum Ersten kommt es zusätzlich zu der Beugung der Schallwellen an der Klappenhinterkante zu einer Beugung an der Ansatzstelle des porösen Materials. Dadurch ist die Schallausbreitung entlang der Druckseite des Profils zum gleichen Zeitpunkt weiter fortgeschritten als bei der soliden Referenz. Dies führt zum Zweiten zu Interferenzeffekten aus der Reflexion der vorlaufenden Welle mit dem eigentlichen Hinterkantensignal. Diese Signalüberlagerung erklärt die zunächst unerwartete Verstärkung des akustischen Signals für einen Beobachter unterhalb des Profils. Daraus ergibt sich, dass für die Suche nach einem geeigneten porösen Material zum Einsatz an einem Hochauftriebsprofil mit Zirkulationskontrolle auch die nicht direkt betroffenen Schallquellen betrachtet werden müssen.

Hinterkantenschall

Aus den Untersuchungen des vorangegangenen Kapitels 4 ist bekannt, dass geeignet ausgelegte poröse Materialien dazu beitragen können, das Hinterkantengeräusch eines Tragflügelprofils zu reduzieren. Mit Hilfe der Simulation eines einzelnen Wirbels wird zunächst untersucht, ob am Hochauftriebsprofil mit poröser Hinterkante die gleichen Mechanismen der Schallerzeugung auftreten wie am einfachen Profil. Aus Kapitel 3 ist bereits bekannt, dass die Turbulenz der Saugseite den dominanten Quellmechanismus darstellt. Daher kann an dieser Stelle auf die Betrachtung eines Wirbels auf der Druckseite verzichtet werden. Darüber hinaus ist bekannt, dass für einen Beobachter unterhalb des Profils Interferenzeffekte von am Profil reflektierten Wellen auftreten. Zur

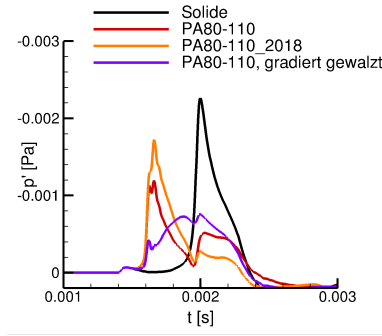


Abbildung 5.4: Schallerzeugung eines einzelnen Wirbels an der soliden und porösen Hinterkante des Hochauftriebsprofils ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$, $c_\mu = 0,057$)

Analyse der Schallentstehung an der porösen Hinterkante wird daher das Zeitsignal eines Mikrofons 0° stromab der Klappenhinterkante verwendet. Dieses ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Wie in Kapitel 4 dient als Referenz das akustische Signal der soliden Hinterkante. Die drei untersuchten porösen Materialien wurden ebenfalls bereits im vorangegangenen Kapitel verwendet.

Im Vergleich zu den Ergebnissen aus Kapitel 4 zeigen die in Abbildung 5.4 dargestellten Zeitsignale die gleichen Mechanismen der Schallerzeugung an Hinterkanten. Für die homogenen porösen Hinterkanten ist deutlich die Quelle am Übergang vom soliden zum porösen Teil des Profils sowie die verringerte Schallabstrahlung von der Hinterkante zu erkennen. Interessant ist dabei festzustellen, dass die Relation der beiden Quellorte anders ist als bei dem Referenzprofil. So ist am Hochauftriebsprofil bereits für das PA80-110 die Ansatzstelle des porösen Materials der dominante Quellort. Dieser Effekt lässt sich anhand der lokalen turbulenten kinetischen Energie der Strömung k^t erklären. In Abbildung 5.5 ist diese über der mit der Sehnenlänge des Profils normierten Länge der Stromlinie aufgetragen. Dabei zeigt sich, dass k^t am Referenzprofil über den porösen Bereich zunimmt, während für das Hochauftriebsprofil eine Abnahme zu beobachten ist. Der grundsätzlich unterschiedliche Verlauf sorgt dafür, dass die Quelle des Ansatzstellengeräuschs beim Hochauftriebsprofil im Vergleich zur Hinterkante stärker hervortritt. Dies zeigt, dass aus aeroakustischer Perspektive poröse Hinterkanten immer der Strömung am Profil angepasst werden müssen.

Mit dem Einsatz des gradiert gewalzten PA80-110 ist, wie beim F16 Referenzprofil, eine deutlich Reduktion des Ansatzstellengeräuschs zu beobachten. Das führt dazu, dass der maximal auftretende Schallwechseldruck am Mikrophon für diese Hinterkante am geringsten ist. Dies ist ein Hinweis darauf, dass auch im Anwendungsfall am Hochauftriebssystem mit aktiver Strömungskontrolle

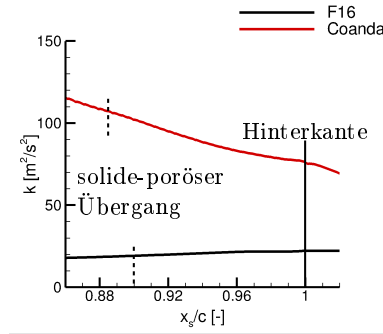


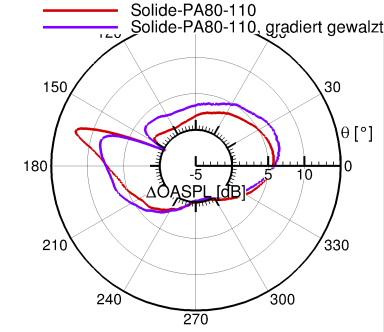
Abbildung 5.5: Vergleich der turbulenten kinetischen Energie k^t entlang der Stromlinie des zur Untersuchung der Schallerzeugung realisierten Wirbels am Hochauftriebsprofil ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = 0^\circ$, $c_\mu = 0,057$) und dem F16 Referenzprofil ($U_\infty^0 = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\alpha_g = -0,5^\circ$)

ein aeroakustisch optimiertes poröses Material eine gradierte Durchlässigkeit aufweisen sollte.

In Abbildung 5.6 sind die Simulationsergebnisse der porösen Hinterkanten mit Turbulenzrekonstruktion dargestellt. In der Richtcharakteristik (Abb. 5.6 (a)) ist zu erkennen, dass beide porösen Hinterkanten keinen Einfluss auf den wahrgenommenen Gesamtschalldruckpegel im Bereich $\theta = 270^\circ \dots 300^\circ$ haben. Sonst wird eine deutliche Schallreduktion bis zu 6 bis 7 dB erreicht. Das gradiert poröse Material weist dabei tendenziell eine höhere Schallreduktion auf. Der Unterschied zum homogenen Material ist mit etwa 1 dB jedoch geringer als aus der Einzelwirbelsimulation erwartet.

Bei der Auswertung der Spektren (Abb. 5.6 (b)) ist deutlich zu sehen, dass die porösen Hinterkanten vor allem bei Frequenzen im Bereich 2 bis 16 kHz wirksam sind. Besonders interessant ist dabei zu beobachten, dass das gewalzte Material eine Schallreduktion bei höheren Frequenzen hervorruft als das unbearbeitete Material. Im wahrscheinlich durch Reflexionen beeinträchtigten Bereich unter dem Profil hingegen zeigen beide Materialien bis etwa 10 kHz einen sehr ähnlichen Verlauf (Abb. 5.6 (c)). Bei höheren Frequenzen ist aus aeroakustischer Sicht wieder das gewalzte PA80-110 die bessere Wahl.

Wie bei der Detailanalyse der Schallausbreitung des Krümmungsgeräusches sind in Abbildung 5.7 Momentaufnahmen des akustischen Felds zur Analyse von Interferenzeffekten dargestellt. Dabei zeigt Abb. 5.7 (a) das bereits in Kapitel 3 zur Untersuchung von Interferenzeffekten genutzte Bild. Zu erkennen ist zunächst, dass der Übergang vom soliden zum porösen Teil des Profils als eigener Quellort auftritt. Die Schallabstrahlung nach oben zeigt deutlich die beiden bekannten Wellenfronten. Für die Schallabstrahlung nach unten führen



(a) Richtcharakteristik

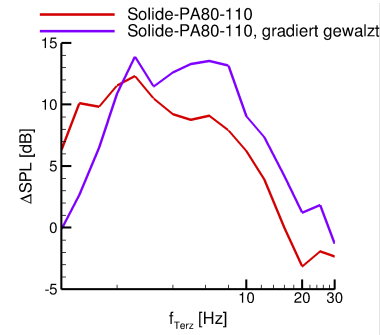
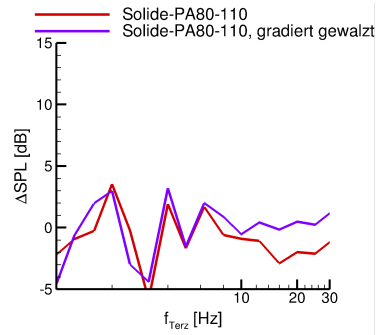
(b) Terzbandspektren bei $\theta = 45^\circ$ (c) Terzbandspektren bei $\theta = 270^\circ$

Abbildung 5.6: Auswirkung verschiedener poröser Hinterkanten (PA80-110 und gradiert gewaltes PA80-110) auf den emittierten Hinterkantenschall in der Simulation mit Turbulenzrekonstruktion ($\Delta\text{SPL} = \text{SPL}_{\text{solide}} - \text{SPL}_{\text{porös}}$)

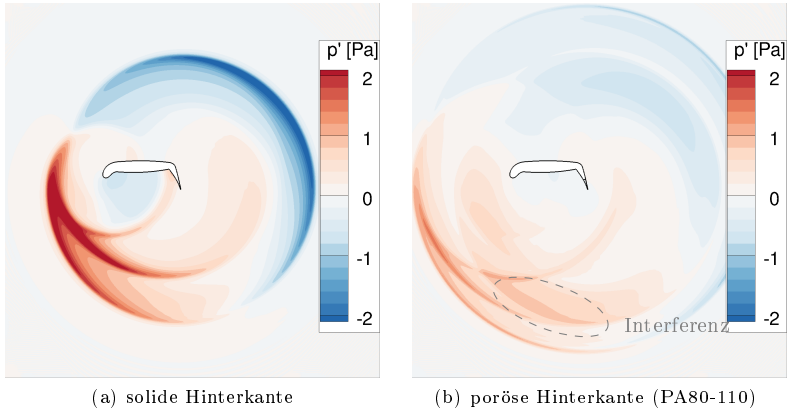


Abbildung 5.7: Momentaufnahme (Simulationszeit $t = 1,5 \cdot 10^{-3}$ s) des Schallfelds des Hinterkantengeräuschs am Hochauftriebsprofil mit solider und poröser Hinterkante aus der Passage eines einzelnen Wirbels

die Reflexionen an der konkaven Profilunterseite zu Interferenzen. Somit wird der positive Effekt des porösen Materials reduziert.

Aus den Ergebnissen lässt sich ableiten, dass die Schallentstehung und -ausbreitung am untersuchten Hochauftriebsprofil komplexer ist als am in Kapitel 4 betrachteten Referenzprofil. Die zuvor erfolgreich eingesetzte Einzelwirbelsimulation überschätzt hier den positiven Effekt des gradiert porösen Materials. Dies macht die Auswahl eines aeroakustisch optimalen Materials schwieriger, da auf die aufwändigere Simulation mit Turbulenzrekonstruktion zurückgegriffen werden muss. Insgesamt können auch am Hochauftriebsprofil mit aktiver Strömungskontrolle poröse Materialien zur Reduktion des Gesamtgeräuschs beitragen. Zu beachten ist allerdings, dass dies nur für die Schallabstrahlung nach unten-vorne gilt. Nur in diesem Bereich ist die Klappenhinterkante die dominante Schallquelle.

6 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden zwei Themengebiete der Aeroakustik mit numerischen Simulationen behandelt. Neben der Analyse der Schallentstehung an einem Tragflügelprofil mit aktiver Strömungskontrolle wurde die Reduktion des Hinterkantenschalls von Tragflügelprofilen mittels poröser Materialien untersucht. Anschließend wurden beide Gebiete verknüpft, um einen Ausblick auf aeroakustisch optimierte Hochauftriebsprofile für zukünftige Verkehrsflugzeuge zu erhalten.

Schallentstehung an einem Profil mit aktivem Hochauftriebssystem

In vorangegangenen Arbeiten sind einzelne Quellmechanismen an einem Hochauftriebsprofil mit aktiver Strömungskontrolle mit analytischen Methoden untersucht worden. Diese beschränken sich allerdings auf klappenlose Profile.

Durch die numerische Untersuchung einzelner akustischer Quellen eines Profils mit stark ausgeschlagener Hinterkantenklappe konnten drei Mechanismen aufgedeckt werden, die für den emittierten Gesamtschall relevant sind:

1. Strahlmischungsschall an der Ausblasung
2. Krümmungsschall am Klappenknie
3. Hinterkantenschall an der Klappe

Von den drei Quellen tragen vor allem die beiden letztgenannten zum unterhalb des Flügels wahrgenommen Gesamtgeräusch bei. Das Strahlmischungsgeräusch wird vom Profil nach unten abgeschirmt. Krümmungs- und Hinterkantengeräusch strahlen beide auch nach unten ab, wobei das Hinterkantengeräusch stärker nach vorne gerichtet ist. Daraus ergeben sich Bereiche unter dem Profil, die klar von der einen oder anderen Quelle dominiert werden.

Bei Variationen der Strömungsbedingungen zeigen alle Quellen eine deutliche Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit der Ausblasung. Die Geschwindigkeit der freien Anströmung hingegen hat nur einen indirekten Einfluss auf die Schallerzeugung, da bei einer langsameren Anströmung auch die Ausblasung reduziert werden kann. Das Hinterkantengeräusch wird zudem stark von lokalen Ablösungen auf der Klappe beeinflusst. Aus akustischer Sicht ist die Ausblasung so einzustellen, dass Ablösungen vermieden werden.

Minderung des Hinterkantengeräuschs eines einfachen Profils mit porösen Materialien

Auch zur Minderung des Hinterkantenschalls von Tragflügelprofilen konnte auf vorangegangene Untersuchungen zurückgegriffen werden. Diese zeigten die positive Wirkung poröser Materialien. Der hier verfolgte numerische Ansatz erlaubt darüber hinaus einen detaillierten Einblick in die Schallentstehung an porösen Hinterkanten und ermöglicht systematische Materialvariationen.

Ein zentrales Ergebnis der Untersuchungen ist die Aufdeckung von zwei Quellorten an Profilen mit poröser Hinterkante. Neben der Hinterkante wird auch an dem Übergang vom soliden zum porösen Material Schall erzeugt. Die Relation der beiden Quellen ist dabei von der Durchlässigkeit des porösen Materials abhängig. Mit zunehmender Durchlässigkeit nimmt die Hinterkantenquelle ab, während der am Übergang erzeugte Schall zunimmt. Daraus ergibt sich eine Limitierung der erreichbaren Geräuschreduktion.

Die beobachtete Limitierung der Schallreduktion lässt sich durch den Einsatz von porösen Materialien mit lokal veränderlicher Durchlässigkeit überwinden. Dabei ist zu beachten, dass starke lokale Gradienten der Durchlässigkeit wieder als akustischer Quellort wirken. Zur Auslegung aeroakustisch maßgeschneiderter Materialien ist somit der Einsatz numerischer Optimierungsverfahren nötig. Dies wird besonders deutlich, wenn auch der Einfluss des porösen Materials auf die schallerzeugende Turbulenz berücksichtigt werden soll.

Anwendung poröser Materialien an einem Profil mit aktivem Hochauftriebssystem

Im letzten Kapitel dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass poröse Materialien zu einer Reduktion des Gesamtgeräuschs eines aktiven Hochauftriebssystems beitragen können.

Wie am Referenzprofil sind poröse Materialien mit lokal veränderlicher Durchlässigkeit geeignet, um eine möglichst geringe Schallemission zu erreichen. Der Vorteil gegenüber homogenen Materialien ist jedoch geringer als beim Referenzprofil. Dies unterstreicht die Relevanz von numerischen Optimierungsverfahren auf der Suche nach aeroakustisch maßgeschneiderten Materialien.

Ausblick

Aus der Diskussion der in dieser Arbeit präsentierten Ergebnisse lassen sich Fragestellungen für die weitere Forschung ableiten. Auf der Seite der Schallentstehung an Hochauftriebssystemen mit aktiver Strömungskontrolle wird eine breite experimentelle Validierungsbasis für die numerischen Ergebnisse benötigt. Zum Zeitpunkt dieser Arbeit wurden die entsprechenden Messungen bereits im Akustischen Windkanal des DLR in Braunschweig durchgeführt. Auch der bereits in den Ergebnissen erwähnte Einfluss von unterschiedlichen spannungsweitigen Korrelationslängen der Turbulenz am Klappenknie und der Klappen-

hinterkante soll bis zum Ende der Laufzeit des SFB880 analysiert werden. Darüber hinaus wird ein direkter Vergleich des aktiven mit einem konventionellen Hochauftriebssystem für unterschiedliche Betriebspunkte benötigt. Erst auf dieser Basis wird sich eine quantitative Aussage über die akustischen Vor- und Nachteile beider Systeme treffen lassen.

Bei den porösen Materialien am einfachen Profil sind vor allem die Abweichungen zwischen den experimentell und numerisch ermittelten Spektren genauer zu untersuchen. Eine wichtige Rolle spielt dabei die volumengemittelte Materialmodellierung. Mit Hilfe von aufwendigen porenauflösenden Simulationen soll eine Beurteilung dieses Ansatzes ermöglicht werden. Darüber hinaus können ebenfalls auf der volumengemittelten Beschreibung basierende, skalenauflösende Simulationen genutzt werden. Damit lassen sich Modellierungsfehler der turbulenten Strukturen aus der stochastischen Turbulenzrekonstruktion abschätzen. Vor allem Anisotropieeffekte und Veränderungen der spannweiten Korrelationslängen könnten einen signifikanten Einfluss auf die Schallerzeugung haben.

Die Anwendung poröser Materialien zur Reduktion des von einem aktiven Hochauftriebssystem emittierten Geräuschs wurde in dieser Arbeit im grundlegenden Ansatz betrachtet. Um den Einfluss poröser Materialien auf die Schallerzeugung und -ausbreitung detaillierter zu verstehen, sind weitere Studien zu unterschiedlichen Materialien und Strömungszuständen notwendig. Zunächst ist dabei der Einfluss dieser Materialien auf die Strömung am Profil zu ermitteln. Erst damit sind Ergebnisse zu erwarten, die mit experimentellen Validierungsdaten vergleichbar sind.

Literaturverzeichnis

- [1] Advisory Council for Aviation Research and Innovation in Europe: European Aeroanautics: A Vision for 2020. 2001
- [2] DEGA-Empfehlung 101: Akustische Wellen und Felder. Deutsche Gesellschaft für Akustik e. V., 2006
- [3] European Commission: Flightpath 2050: Europe's Vision for Aviation. 2011
- [4] The Boeing Company: Commercial Market Outlook: 2018-2037. 2019
- [5] Airbus SE: Global Market Forecast: 2018-2037. 2019
- [6] AFSHARI, Abbas ; AZARPEYVAND, Mahdi ; DEHGHAN, Ali A. ; SZOKE, Máté: Trailing Edge Noise Reduction Using Novel Surface Treatments. Version: 2016. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2016-2834>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2016 (Aeroacoustics Conference). – DOI 10.2514/6.2016-2834
- [7] AHUJA, K. K.: Correlation and prediction of jet noise. In: Journal of Sound and Vibration 29 (1973), Nr. 2, S. 155–168. [http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/S0022-460X\(73\)80132-4](http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/S0022-460X(73)80132-4). – DOI [https://doi.org/10.1016/S0022-460X\(73\)80132-4](https://doi.org/10.1016/S0022-460X(73)80132-4). – ISSN 0022-460X
- [8] AHUJA, K. K. ; SANKAR, L. N. ; ENGLAR, R. J. ; MUNRO, S. E. ; LI, Y. ; GAETA, R. J.: Application of Circulation Control Technology to Airframe Noise Reduction / Georgia Institute of Technology, GTRI/ATASL. Version: 2003. <https://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=20030065818>. 2003 (GTRI-A5928/2003-1). – Forschungsbericht
- [9] AKKERMANS, R. A. D. ; BERNICKE, P. ; EWERT, R. ; DIERKE, J.: Zonal Overset-LES with stochastic volume forcing. In: International Journal of Heat and Fluid Flow 70 (2018), S. 336–347. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2017.11.005>. – DOI <https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2017.11.005>. – ISSN 0142-727X
- [10] AMIET, R. K.: Acoustic radiation from an airfoil in a turbulent stream. In: Journal of Sound and Vibration 41 (1975), Nr. 4, S. 407–420. [http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/S0022-460X\(75\)80105-2](http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/S0022-460X(75)80105-2). – DOI [https://doi.org/10.1016/S0022-460X\(75\)80105-2](https://doi.org/10.1016/S0022-460X(75)80105-2). – ISSN 0022-460X

- [11] AMIET, R. K.: Noise due to turbulent flow past a trailing edge. In: Journal of Sound and Vibration 47 (1976), Nr. 3, 387–393. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0022460X76909482>. – ISSN 0022–460X
- [12] APPEL, Christina ; KLABES, Alexander ; ROSSIGNOL, Karl-Stephane ; HERR, Michaela: RANS/CAA based Prediction of Jet Mixing Noise in Cruise Flight. Version: 2014. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2014-2603>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2014. – DOI 10.2514/6.2014–2603
- [13] APPEL, Christina ; NEIFELD, Andrej: Prediction of the Impact of Jet Mixing Noise on an generic Aircraft Fuselage in Cruise Flight. Version: 2017. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2017-3524>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2017. – DOI 10.2514/6.2017–3524
- [14] ARNOLD, B. ; LUTZ, T. ; KRÄMER, E. ; RAUTMANN, C.: Wind-Turbine Trailing-Edge Noise Reduction by Means of Boundary-Layer Suction. In: AIAA Journal 56 (2018), Nr. 5, 1843–1854. <http://dx.doi.org/10.2514/1.j056633>. – DOI 10.2514/1.j056633. – ISSN 0001–1452
- [15] AYTON, Lorna J.: Acoustic scattering by a finite rigid plate with a poroelastic extension. In: Journal of Fluid Mechanics 791 (2016), S. 414–438. <http://dx.doi.org/10.1017/jfm.2016.59>. – DOI 10.1017/jfm.2016.59
- [16] BAE, Youngmin ; MOON, Young J.: Effect of passive porous surface on the trailing-edge noise. In: Physics of Fluids 23 (2011), Nr. 12, 126101. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3662447>. – DOI 10.1063/1.3662447. – ISSN 1070–6631
- [17] BAILLY, Christophe ; JUVÉ, Daniel: A stochastic approach to compute subsonic noise using linearized Euler's equations. Version: 1999. <http://dx.doi.org/10.2514/6.1999-1872>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1999 (Aeroacoustics Conferences). – DOI 10.2514/6.1999–1872
- [18] BERNICKE, Paul ; AKKERMANS, Rinie ; BHARADWAJ, Varun ; EWERT, Roland ; DIERKE, Jürgen ; ROSSIAN, Lennart: Overset LES of a Solid and Porous NACA0012 Trailing Edge. Version: 2018. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2018-3454>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2018 (AIAA AVIATION Forum). – DOI 10.2514/6.2018–3454
- [19] BILKA, M. J. ; MORRIS, S. C. ; BERNTSEN, C. ; SILVER, J. C. ; SHANNON, D. W.: Flowfield and Sound from a Blunt Trailing Edge with Varied

- Thickness. In: *AIAA Journal* 52 (2019), Nr. 1, S. 52–61. <http://dx.doi.org/10.2514/1.j052550>. – DOI 10.2514/1.j052550. – ISSN 0001–1452
- [20] BROOKS, T. F. ; HODGSON, T. H.: Trailing edge noise prediction from measured surface pressures. In: *Journal of Sound and Vibration* 78 (1981), Nr. 1, S. 69–117. [http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/S0022-460X\(81\)80158-7](http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/S0022-460X(81)80158-7). – DOI [https://doi.org/10.1016/S0022-460X\(81\)80158-7](https://doi.org/10.1016/S0022-460X(81)80158-7). – ISSN 0022–460X
- [21] BURNAZZI, Marco ; RADESPIEL, Rolf: Design and Analysis of a Droop Nose for Coanda Flap Applications. In: *Journal of Aircraft* 51 (2014), Nr. 5, 1567–1579. <http://dx.doi.org/10.2514/1.c032434>. – DOI 10.2514/1.c032434. – ISSN 0021–8669
- [22] CARPENTER, P. W. ; GREEN, P. N.: The aeroacoustics and aerodynamics of high-speed Coanda devices, part 1: Conventional arrangement of exit nozzle and surface. In: *Journal of Sound and Vibration* 208 (1997), Nr. 5, S. 777–801. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1006/jsvi.1997.1202>. – DOI <https://doi.org/10.1006/jsvi.1997.1202>. – ISSN 0022–460X
- [23] CARPENTER, P. W. ; SMITH, C.: The aeroacoustics and aerodynamics of high-speed Coanda devices, part 2: Effects of modifications for flow control and noise reduction. In: *Journal of Sound and Vibration* 208 (1997), Nr. 5, S. 803–822. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1006/jsvi.1997.1203>. – DOI <https://doi.org/10.1006/jsvi.1997.1203>. – ISSN 0022–460X
- [24] CHOUDHARI, Meelan ; KHORRAMI, Mehdi: Slat Cove Unsteadiness: Effect of 3D Flow Structures. Version: 2006. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2006-211>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2006 (Aerospace Sciences Meetings). – DOI 10.2514/6.2006–211
- [25] CLARK, Ian ; ALEXANDER, William N. ; DEVENPORT, William J. ; GLEGG, Stewart A. ; JAWORSKI, Justin ; DALY, Conor ; PEAKE, Nigel: Bio-Inspired Trailing Edge Noise Control. Version: 2015. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2015-2365>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2015 (AIAA AVIATION Forum). – DOI 10.2514/6.2015–2365
- [26] CLARK, Ian ; BAKER, David ; ALEXANDER, William N. ; DEVENPORT, William J. ; GLEGG, Stewart A. ; JAWORSKI, Justin ; PEAKE, Nigel: Experimental and Theoretical Analysis of Bio-Inspired Trailing Edge Noise Control Devices. Version: 2016. <http://dx.doi.org/10.2514/6>.

- 2016–3020. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2016 (Aeroacoustics Conferences). – DOI 10.2514/6.2016–3020
- [27] COANDA, Henri: Device for deflecting a stream of elastic fluid into an elastic fluid. Patent, 1936
- [28] CURLE, N.: The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound. In: Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences 231 (1955), Nr. 1187, 505–514. <http://dx.doi.org/10.1098/rspa.1955.0191>. – DOI 10.1098/rspa.1955.0191
- [29] DARCY, Henry ; DALMONT, Victor (Hrsg.): Les fontaines publiques de la ville de Dijon. Librairie des corps impériaux des ponts et chaussees et des mines, 1856 <https://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k624312.image>
- [30] DAVIDSON, I. M.: The Jet Flap. In: The Journal of the Royal Aeronautical Society 60 (1956), Nr. 541, 25–50. <http://dx.doi.org/10.1017/s0368393100132389>. – DOI 10.1017/s0368393100132389. – ISSN 0368–3931
- [31] DELFS, J.: Grundlagen der Aeroakustik. Version: 2017. https://www.dlr.de/as/Portaldata/5/Resources/dokumente/abteilungen/abt_ta/2018/Notes_Basics_of_Aeroacoustics_Delfs.pdf. TU Braunschweig
- [32] DELFS, Jan ; APPEL, Christina ; BERNICKE, Paul ; BLECH, Christopher ; BLINSTRUB, Jason ; HEYKENA, Constance ; KUMAR, Pradeep ; KUTSCHER, Konstantin ; LIPPITZ, Nicolas ; ROSSIAN, Lennart ; SAVONI, Luciana ; LUMMER, Markus: Aircraft and technology for low noise short take-off and landing. Version: 2017. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2017-3558>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2017 (AIAA AVIATION Forum). – DOI 10.2514/6.2017–3558
- [33] DELFS, Jan W. ; BAUER, Marcus ; EWERT, Roland ; GROGGER, Herwig A. ; LUMMER, Markus ; LAUKE, Thomas G.: Numerical Simulation of Aerodynamic Noise with DLR's aeroacoustic code PIANO. <https://elib.dlr.de/118928/>. Version: 2008
- [34] DOBRZYNSKI, Werner: Almost 40 Years of Airframe Noise Research: What Did We Achieve? In: Journal of Aircraft 47 (2010), Nr. 2, 353–367. <http://dx.doi.org/10.2514/1.44457>. – DOI 10.2514/1.44457. – ISSN 0021–8669
- [35] DOBRZYNSKI, Werner ; EWERT, Roland ; POTT-POLLENKE, Michael ; HERR, Michaela ; DELFS, Jan: Research at DLR towards airframe noise prediction and reduction. In: Aerospace Science and Technology

- 12 (2008), Nr. 1, 80–90. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S127096380700123X>. – ISSN 1270–9638
- [36] EHRENFRIED, Klaus: Skript zur Vorlesung Strömungsakustik 1. Version: 2003. <https://www.vm.tu-berlin.de/fileadmin/fg356/Lehre/SA/Skript/nmain.pdf>. TU Berlin
- [37] ENGLAR, R. J.: Development of the A-6/Circulation Control Wing Flight Demonstrator Configuration. DTNSRDC, 1979. – 155 S.
- [38] ENGLAR, R. J.: Development of Pneumatic Aerodynamic Devices to Improve the Performance, Economics, and Safety of Heavy Vehicles. Version: 2000. <https://digital.library.unt.edu/ark:/67531/metadc725594/>. The Engineering Society For Advancing Mobility Land Sea Air and Space International, 2000
- [39] ENGLAR, Robert J. ; SMITH, Marilyn J. ; KELLEY, Sean M. ; ROVER, I. I. Richard C. C.: Application of circulation control to advanced subsonic transport aircraft. Part II - Transport application. In: Journal of Aircraft 31 (1994), Nr. 5, 1169–1177. <http://dx.doi.org/10.2514/3.46627>. – DOI 10.2514/3.46627. – ISSN 0021–8669
- [40] ENGLAR, Robert J. ; SMITH, Marilyn J. ; KELLEY, Sean M. ; ROVER III, Richard C.: Application of Circulation Control to Advanced Subsonic Transport Aircraft, Part I - Airfoil Development. In: Journal of Aircraft 31 (1994), Nr. 5, 1160–1168. <http://dx.doi.org/10.2514/3.56907>. – DOI 10.2514/3.56907. – ISSN 0021–8669
- [41] EWERT, R. ; DIERKE, J. ; SIEBERT, J. ; NEIFELD, A. ; APPEL, C. ; SIEFERT, M. ; KORNOW, O.: CAA broadband noise prediction for aeroacoustic design. In: Journal of Sound and Vibration 330 (2011), Nr. 17, 4139–4160. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022460X11002926>. – ISSN 0022–460X
- [42] EWERT, R. ; SCHRÖDER, W.: Acoustic perturbation equations based on flow decomposition via source filtering. In: Journal of Computational Physics 188 (2003), Nr. 2, 365–398. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0021999103001682>. – ISSN 0021–9991
- [43] EWERT, Roland: Slat Noise Trend Predictions using CAA with Stochastic Sound Sources from a Random Particle Mesh method (RPM). Version: 2006. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2006-2667>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2006 (Aeroacoustics Conferences). – DOI 10.2514/6.2006–2667

- [44] EWERT, Roland: RPM - the fast Random Particle-Mesh method to realize unsteady turbulent sound sources and velocity fields for CAA applications. Version: 2007. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2007-3506>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2007 (Aeroacoustics Conferences). – DOI 10.2514/6.2007-3506
- [45] EWERT, Roland: Broadband slat noise prediction based on CAA and stochastic sound sources from a fast random particle-mesh (RPM) method. In: *Computers & Fluids* 37 (2008), Nr. 4, 369–387. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0045793007000229>. – ISSN 0045-7930
- [46] EWERT, Roland ; APPEL, Christina ; DIERKE, Jürgen ; HERR, Michaela: RANS/CAA Based Prediction of NACA 0012 Broadband Trailing Edge Noise and Experimental Validation. Version: 2009. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2009-3269>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2009 (Aeroacoustics Conferences). – DOI 10.2514/6.2009-3269
- [47] EWERT, Roland ; BAUER, Marcus ; LUMMER, Markus: State-of-the-art CAA approaches. Version: 2013. <https://elib.dlr.de/87462/>. Von Karman Institute of Fluid Dynamics, 2013 (Von-Karman Lecture Series 2013-03), 1–66
- [48] EWERT, Roland ; DIERKE, Juergen ; APPEL, Christina ; POTT-POLLENKE, Michael ; EMUNDS, Rolf ; SUTCLIFF, Mark: CAA-RPM Prediction and Validation of Slat Setting Influence on Broadband High-Lift Noise Generation. Version: 2010. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2010-3833>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2010 (Aeroacoustics Conferences). – DOI 10.2514/6.2010-3833
- [49] EWERT, Roland ; DIERKE, Juergen ; NEIFELD, Andrej ; ALAVI MOGHADAM, Mohsen: Linear- and Non-Linear Perturbation Equations with Relaxation Source Terms for Forced Eddy Simulation of Aeroacoustic Sound Generation. Version: 2014. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2014-3053>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2014 (AIAA AVIATION Forum). – DOI 10.2514/6.2014-3053
- [50] EWERT, Roland ; MEINKE, Matthias ; SCHRÖDER, Wolfgang: Comparison of source term formulations for a hybrid CFD/CAA method. Version: 2001. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2001-2200>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2001 (Aeroacoustics Conferences). – DOI 10.2514/6.2001-2200
- [51] EWERT, Roland ; NEIFELD, Andrej ; WOHLBRANDT, Attila: A three-parameter Langevin model for hot jet mixing noise prediction.

- Version: 2012. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2012-2238>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2012 (Aeroacoustics Conferences). – DOI 10.2514/6.2012-2238
- [52] FASS MANN, B. W. ; DELFS, J. W. ; EWERT, R. ; DIERKE, J.: Reduction of Emitted Sound by Application of Porous Trailing Edges. In: RADESPIEL, R. (Hrsg.) ; SEMAAN, R. (Hrsg.): SFB 880 - Fundamentals of High-Lift for Future Commercial Aircraft - Biennial Report. TU Braunschweig - Campus Forschungsflughafen, 2013. – ISBN 978-3-928628-63-1, S. 1-11
- [53] FASS MANN, B. W. ; RAUTMANN, C. ; EWERT, R. ; DELFS, J.: Prediction of Porous Trailing Edge Noise Reduction via Acoustic Perturbation Equations and Volume Averaging. Version: 2015. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2015-2525>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2015 (AIAA AVIATION Forum). – DOI 10.2514/6.2015-2525
- [54] FLOWCS WILLIAMS, J. E. ; HAWKINGS, D. L. ; LIDTHILL, Michael J.: Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion. In: Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences 264 (1969), Nr. 1151, S. 321-342. <http://dx.doi.org/10.1098/rsta.1969.0031>. – DOI 10.1098/rsta.1969.0031
- [55] FORCHHEIMER, Ph.: Wasserbewegung durch Boden. In: Zeitschrift des Vereins Deutscher Ingenieure 45 (1901), Nr. 50, S. 1781-1788
- [56] GERHARD, T. ; ERBSLÖH, S. ; CAROLUS, T.: Reduction of airfoil trailing edge noise by trailing edge blowing. In: Journal of Physics: Conference Series 524 (2014), 012123. <http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/524/1/012123>. – DOI 10.1088/1742-6596/524/1/012123
- [57] GEYER, T. ; SARRADJ, E. ; FRITZSCHE, C.: Measurement of the noise generation at the trailing edge of porous airfoils. In: Experiments in Fluids 48 (2010), Nr. 2, 291-308. <https://doi.org/10.1007/s00348-009-0739-x>. – ISSN 1432-1114
- [58] GEYER, Thomas: Trailing edge noise generation of porous airfoils, Diss., 2011
- [59] GIBSON, J. S.: Recent developments at the ultimate noise barrier. In: International council of aeronautical sciences (1970), S. 741-751
- [60] GUO, Yueping ; BURLEY, Casey L. ; THOMAS, Russell H.: On Noise Assessment for Blended Wing Body Aircraft. Version: 2014. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2014-0365>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2014 (AIAA SciTech Forum). – DOI 10.2514/6.2014-0365

- [61] HAYDEN, R. E. ; CHANAUD, R. C.: Foil structures with reduced sound generation. Patent, 1974
- [62] HENKE, Rolf ; LAMMERING, Tim ; ANTON, Eckhard: Impact of an Innovative Quiet Regional Aircraft on the Air Transportation System. In: Journal of Aircraft 47 (2010), Nr. 3, 875–886. <http://dx.doi.org/10.2514/1.45785>. – DOI 10.2514/1.45785. – ISSN 0021–8669
- [63] HERR, Michaela: Trailing-Edge Noise—Reduction Concepts and Scaling Laws, Technische Universität Braunschweig, Diss., 2013. <https://elib.dlr.de/87261/>
- [64] HERR, Michaela ; DOBRZYNSKI, Werner: Experimental Investigations in Low-Noise Trailing Edge Design. In: AIAA Journal 43 (2005), Nr. 6, 1167–1175. <http://dx.doi.org/10.2514/1.11101>. – DOI 10.2514/1.11101. – ISSN 0001–1452
- [65] HERR, Michaela ; EWERT, Roland ; FASS MANN, Benjamin ; RAUTMANN, Christof ; MARTENS, Susanne ; ROHARDT, Claas-Hinrik ; SURYADI, Alexandre: Noise Reduction Technologies for Wind Turbines. (2018), S. 611–621
- [66] HERR, Michaela ; EWERT, Roland ; RAUTMANN, Christof ; KAMRUZZAMAN, Mohammad ; BEKIROPOULOS, Dimitrios ; ARINA, Renzo ; IOB, Andrea ; BATTEN, Paul ; CHAKRAVARTHY, Sukumar ; BERTAGNOLIO, Franck: Broadband Trailing-Edge Noise Predictions - Overview of BANC-III Results. Version: 2015. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2015-2847>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2015 (AIAA AVIATION Forum). – DOI 10.2514/6.2015–2847
- [67] HERR, Michaela ; ROSSIGNOL, Karl-Stephane ; DELFS, Jan ; LIPPITZ, Nicolas ; MÖSSNER, Michael: Specification of Porous Materials for Low-Noise Trailing-Edge Applications. Version: 2014. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2014-3041>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2014 (AIAA AVIATION Forum). – DOI 10.2514/6.2014–3041
- [68] HORNE, William ; BURNSIDE, Nathan: AMELIA CESTOL Test: Acoustic Characteristics of Circulation Control Wing with Leading- and Trailing-Edge Slot Blowing. Version: 2013. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2013-978>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2013. – DOI 10.2514/6.2013–978
- [69] HORST, Peter ; SOMMERWERK, Kay ; KELLER, Dennis ; DIEKMANN, Jobst H. ; NEUERT, Nora ; KRUKOW, Ian ; RANG, Joachim: Flight Dynamics Investigation of an Active High-Lift Aircraft. Version: 2017.

- <http://dx.doi.org/10.2514/6.2017-3560>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2017 (AIAA AVIATION Forum). – DOI 10.2514/6.2017-3560
- [70] HOWE, M. S.: A review of the theory of trailing edge noise. In: Journal of Sound and Vibration 61 (1978), Nr. 3, 437–465. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0022460X78903917>. – ISSN 0022-460X
- [71] HOWE, M. S.: Acoustics of Fluid-Structure Interactions. Cambridge University Press, 1998 (Cambridge Monographs on Mechanics). <http://dx.doi.org/10.1017/CB09780511662898>. <http://dx.doi.org/10.1017/CB09780511662898>
- [72] HOWE, M. S.: Analytical study of the noise generated by a Coanda wall jet circulation control device / Boston University, College of Engineering. 2000 (AM 00-004). – Forschungsbericht
- [73] HOWE, M. S.: Theory of Vortex Sound. Cambridge University Press, 2002. <http://dx.doi.org/10.1017/cbo9780511755491>. <http://dx.doi.org/10.1017/cbo9780511755491>
- [74] HOWE, M. S. ; BROADBENT, E. G.: On the added mass of a perforated shell, with application to the generation of aerodynamic sound by a perforated trailing edge. In: Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences 365 (1979), Nr. 1721, 209–233. <http://dx.doi.org/10.1098/rspa.1979.0014>. – DOI 10.1098/rspa.1979.0014
- [75] HU, Nan: Investigation of wall pressure fluctuations induced by turbulent boundary layer flow with pressure gradients, Technische Universität Braunschweig, Diss., 2018. <https://elib.dlr.de/121102/>
- [76] JAWORSKI, Justin W. ; PEAKE, N.: Aerodynamic noise from a poroelastic edge with implications for the silent flight of owls. In: Journal of Fluid Mechanics 723 (2013), 456–479. <http://dx.doi.org/10.1017/jfm.2013.139>. – DOI 10.1017/jfm.2013.139. – ISSN 0022-1120
- [77] JENSCH, C. ; PFINGSTEN, Kai ; RADESPIEL, Rolf ; SCHUERMANN, Martin ; HAUPT, Matthias ; BAUSS, S.: Design Aspects of a Gapless High-Lift System with Active Blowing. In: Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress, 2009
- [78] JIANG, Chaoyang ; MOREAU, Danielle ; YAUWENAS, Yendrew ; FISCHER, Geoffrey R. ; DOOLAN, Con J. ; GAO, Jianzheng ; JIANG, Weikang ; MCKAY, Ryan ; KINGAN, Michael: Control of rotor trailing edge noise

- using porous additively manufactured blades. Version: 2018. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2018-3792>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2018. – DOI 10.2514/6.2018-3792
- [79] JONES, Gregory ; YAO, Chung-Sheng ; ALLAN, Brian: Experimental Investigation of a 2D Supercritical Circulation-Control Airfoil Using Particle Image Velocimetry. Version: 2006. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2006-3009>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2006. – DOI 10.2514/6.2006-3009
- [80] KARABASOV, S. A.: Understanding jet noise. In: Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences 368 (2010), Nr. 1924, S. 3593–3608. <http://dx.doi.org/10.1098/rsta.2010.0086>. – DOI 10.1098/rsta.2010.0086
- [81] KAUTH, Felix ; SEUME, Joerg R. ; RADESPIEL, Rolf ; SEMAAN, Richard ; FRANCOIS, Daniela G. ; EL SAYED M., Yosef ; BEHR, Christian ; SCHWERTER, Martin ; LEESTER-SCHÄDEL, Monika ; VASISTA, Srinivas ; NOLTE, Felix ; NARJES, Gerrit ; MÜLLER, Jan ; ATALAYER, Caglar ; MÜLLER, Thomas ; GIESECKE, Daniel: Progress in Efficient Active High-Lift. Version: 2017. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2017-3559>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2017 (AIAA AVIATION Forum). – DOI 10.2514/6.2017-3559
- [82] KHORRAMI, M. R. ; CHOUDHARI, M. M.: Application of Passive Porous Treatment to Slat Trailing Edge Noise / NASA Langley Research Center;. Version: 2003. <https://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=20030059013>. 2003 (20030059013). – Forschungsbericht
- [83] KHORRAMI, Mehdi R. ; LOCKARD, David P. ; HUMPHREYS, William M. ; RAVETTA, Patricio A.: Flight-Test Evaluation of Airframe Noise Mitigation Technologies. Version: 2018. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2018-2972>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2018 (AIAA AVIATION Forum). – DOI 10.2514/6.2018-2972
- [84] KLEIN, M. ; SADIKI, A. ; JANICKA, J.: A digital filter based generation of inflow data for spatially developing direct numerical or large eddy simulations. In: Journal of Computational Physics 186 (2003), Nr. 2, 652–665. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0021999103000901>. – ISSN 0021-9991
- [85] KOH, Seong R. ; MEINKE, Matthias ; SCHRÖDER, Wolfgang: Numerical analysis of the impact of permeability on trailing-edge noise. In: Journal of Sound and Vibration 421 (2018), S. 348–376. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/j.jsv.2018.02.017>. – DOI <https://doi.org/10.1016/j.jsv.2018.02.017>. – ISSN 0022-460X

- [86] KOH, Seong R. ; MEINKE, Matthias H. ; SCHRÖDER, Wolfgang ; ZHOU, Beckett ; GAUGER, Nicolas R.: Impact of Permeable Surface on Trailing-Edge Noise at Varying Lift. Version: 2017. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2017-3497>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2017 (AIAA AVIATION Forum). – DOI 10.2514/6.2017-3497
- [87] KUMAR, P. ; RADESPIEL, R.: Numerical Simulation of Flow through Non-uniform Porous Media. In: Tenth International Conference on Computational Fluid Dynamics, 2018
- [88] KUMAR, Pradeep ; RADESPIEL, Rolf: Aerodynamic Sensitivities of 2D High lift Airfoil Configured with Porous Trailing Edges. Version: 2017. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2017-3562>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2017 (AIAA AVIATION Forum). – DOI 10.2514/6.2017-3562
- [89] KUTSCHER, Konstantin ; GEIER, Martin ; KRAFCZYK, Manfred: Multiscale simulation of turbulent flow interacting with porous media based on a massively parallel implementation of the cumulant lattice Boltzmann method. In: Computers & Fluids (2018). <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0045793018300653>. – ISSN 0045-7930
- [90] KWEDER, J. ; PANTHER, C. C. ; SMITH, J. E.: Applications of Circulation Control, Yesterday and Today. In: International Journal of Engineering 4 (2010), Nr. 5, S. 411-429
- [91] LIGHTHILL, M. J.: On sound generated aerodynamically I. General theory. In: Proceedings of the Royal Society A 211 (1952), Nr. 1107, 564. <http://rspa.royalsocietypublishing.org/content/211/1107/564.abstract>
- [92] LIGHTHILL, M. J.: On sound generated aerodynamically II. Turbulence as a source of sound. In: Proceedings of the Royal Society A 222 (1954), Nr. 1148, 1. <http://rspa.royalsocietypublishing.org/content/222/1148/1.abstract>
- [93] LILLEY, G. M.: THE PREDICTION OF AIRFRAME NOISE AND COMPARISON WITH EXPERIMENT. In: Journal of Sound and Vibration 239 (2001), Nr. 4, 849-859. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022460X0093219X>
- [94] LILLEY, G. M.: Circulation Control for Quiet Commercial Aircraft. Version: 2006. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2006-2842>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2006 (Fluid Dynamics and Co-located Conferences). – DOI 10.2514/6.2006-2842

- [95] LILLEY, Geoffrey: A study of the silent flight of the owl. Version: 1998. <http://dx.doi.org/10.2514/6.1998-2340>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1998 (Aeroacoustics Conferences). – DOI 10.2514/6.1998-2340
- [96] LIPPITZ, N. ; MAUDARBOUCUS, S. ; RÖSLER, J.: The influence of cold rolling on the pore morphology and flow resistivity of porous aluminum. In: Sixth International Conference on Porous Media and Its Application in Science, Engineering and Industry. Engineering Conferences International, 2016
- [97] LIPPITZ, Nicolas: Poröse Materialien zur Reduzierung von Hinterkantenschall an Flugzeugflügeln, TU Braunschweig, Diss., 2017
- [98] LIPPITZ, Nicolas ; BLECH, Christopher ; LANGER, Sabine ; RÖSLER, Joachim: Identification of Material Parameters for the Simulation of Acoustic Absorption of Fouled Sintered Fiber Felts. In: Materials 9 (2016), Nr. 28773829, S. 709. <http://dx.doi.org/10.3390/ma9080709>. – DOI 10.3390/ma9080709. – ISSN 1996-1944
- [99] LOCKHARD, D. P. ; LILLEY, G. M.: The Airframe Noise Reduction Challenge. 2004
- [100] LOCKHARD, D. P. ; LILLEY, G. M.: The Airframe Noise Reduction Challenge. (2004)
- [101] LOTH, J. L. ; FANUCCI, J. B. ; ROBERTS, S. C.: Flight Performance of a Circulation Controlled STOL Aircraft. In: Journal of Aircraft 13 (1976), Nr. 3, 169–173. <http://dx.doi.org/10.2514/3.58647>. – DOI 10.2514/3.58647. – ISSN 0021-8669
- [102] MANOHA, Eric ; TROFF, Bruno ; SAGAUT, Pierre: Trailing edge noise prediction using Large Eddy Simulation and acoustic analogy. Version: 2000. <http://dx.doi.org/10.2514/6.1998-1066>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2000 (Aerospace Sciences Meetings). – DOI 10.2514/6.1998-1066
- [103] MCCLURE, J. E. ; GRAY, W. G. ; MILLER, C. T.: Beyond Anisotropy: Examining Non-Darcy Flow in Asymmetric Porous Media. In: Transport in Porous Media 84 (2010), Nr. 2, 535–548. <https://doi.org/10.1007/s11242-009-9518-7>. – ISSN 1573-1634
- [104] MICHEL, U. ; HELBIG, J. ; BARSIKOW, B. ; HELLMIG, M. ; SCHUETTELPELZ, M.: Flyover noise measurements on landing aircraft with a microphone array. Version: 1998. <http://dx.doi.org/10.2514/6.1998-2336>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1998 (Aeroacoustics Conferences). – DOI 10.2514/6.1998-2336

-
- [105] MÖSER, M.: Skript zur Vorlesung Theoretische Akustik. TU Berlin, 2008
- [106] MÖSER, Michael ; KROPP, Wolfgang: Definitionen und Grundlagen. Springer Berlin Heidelberg, 2010 https://doi.org/10.1007/978-3-540-49048-7_1
- [107] MOREAU, Danielle ; DOOLAN, Con: Noise-Reduction Mechanism of a Flat-Plate Serrated Trailing Edge. In: AIAA Journal 51 (2013), Nr. 10, 2513–2522. <http://dx.doi.org/10.2514/1.j052436>. – DOI 10.2514/1.j052436. – ISSN 0001-1452
- [108] MOREAU, Stephane ; DIGNOU, Bastien ; JAISWAL, Prateek ; YAKHINA, Gyuzel R. ; PASCO, Yann ; SANJOSE, Marlene ; ALSTROM, Bruce ; ATALLA, Noureddine: Trailing-edge noise of a flat plate with several liner-type porous appendices. Version: 2018. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2018-3119>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2018. – DOI 10.2514/6.2018-3119
- [109] MORRIS, Scott ; SHANNON, Daniel ; SILVER, Jonathan: Acoustics of a Dual-Jet Circulation Control Elliptical Airfoil. Version: 2009. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2009-3346>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2009 (Aeroacoustics Conferences). – DOI 10.2514/6.2009-3346
- [110] MOSHER, M.: Acoustics of rotors utilizing circulation control. Version: 1981. <http://dx.doi.org/10.2514/6.1981-92>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1981. – DOI 10.2514/6.1981-92
- [111] MUNRO, Scott ; AHUJA, K. ; ENGLAR, Robert: Noise reduction through circulation control. Version: 2001. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2001-666>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2001 (Aerospace Sciences Meetings 0). – DOI 10.2514/6.2001-666
- [112] NARJES, Gerrit ; KAUTH, Felix ; MÜLLER, Jan ; MERTENS, Axel ; SEUME, Jörg ; PONICK, Bernd: High-Speed Permanent Magnet Synchronous Machine for Short-Term Operation in an Electrically Powered High-Lift System. Version: 2017. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2018-4989>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2017 (AIAA Propulsion and Energy Forum). – DOI 10.2514/6.2018-4989
- [113] NEIFELD, Andrej: Efficient Hybrid CAA Method for Jet Noise Prediction of Isolated Nozzles, Technische Universität Braunschweig, Diss., 2016. <https://elib.dlr.de/110770/>

- [114] NEIFELD, Andrej ; BOENKE, Dirk ; DIERKE, Juergen ; EWERT, Roland: Jet Noise Prediction with Eddy Relaxation Source Model. Version: 2015. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2015-2370>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2015 (AIAA AVIATION Forum). – DOI 10.2514/6.2015-2370
- [115] NEIFELD, Andrej ; EWERT, Roland: Jet Mixing Noise from Single Stream Jets using Stochastic Source Modeling. Version: 2011. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2011-2700>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2011 (Aeroacoustics Conferences). – DOI 10.2514/6.2011-2700
- [116] NEIFELD, Andrej ; EWERT, Roland: Towards Forced Eddy Simulation of Airframe Induced Noise Radiation from Coherent Hydrodynamic Structures of Jet Flow. Version: 2018. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2018-3463>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2018 (AIAA AVIATION Forum). – DOI 10.2514/6.2018-3463
- [117] NEIFELD, Andrej ; POTT-POLLENKE, Michael ; EWERT, Roland ; SILLER, Henri A.: Hybrid RANS/CAA Computation and Validation of A320 V2527 engine at ground operation. Version: 2016. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2016-0390>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2016. – DOI 10.2514/6.2016-0390
- [118] NER, M. Mö ; RADESPIEL, R.: Implementation of Flow Through Porous Media into a Compressible Flow Solver. Version: 2014. https://doi.org/10.1007/978-3-319-03158-3_47. In: DILLMANN, Andreas (Hrsg.) ; HELLER, Gerd (Hrsg.) ; KRÄMER, Ewald (Hrsg.) ; KREPLIN, Hans-Peter (Hrsg.) ; NITSCHKE, Wolfgang (Hrsg.) ; RIST, Ulrich (Hrsg.): New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics IX: Contributions to the 18th STAB/DGLR Symposium, Stuttgart, Germany, 2012. Springer International Publishing, 2014, 465–473
- [119] NER, Michael Mö : Volume-Averaged RANS-Simulation of Turbulent Flow over Porous Media, TU Braunschweig, Diss., 2016
- [120] NER, Michael Mö ; RADESPIEL, Rolf: Modelling of turbulent flow over porous media using a volume averaging approach and a Reynolds stress model. In: Computers & Fluids 108 (2015), 25–42. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S004579301400454X>. – ISSN 0045-7930
- [121] NER, Michael Mö ; RADESPIEL, Rolf: Flow simulations over porous media - Comparisons with experiments. In: Computers & Fluids 154 (2017), 358–370. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0045793017300750>. – ISSN 0045-7930

- [122] OERLEMANS, S. ; SIJTSMA, P. ; LÓPEZ, B. M.: Location and quantification of noise sources on a wind turbine. In: Journal of Sound and Vibration 299 (2007), Nr. 4, S. 869–883. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/j.jsv.2006.07.032>. – DOI <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/j.jsv.2006.07.032>. – ISSN 0022–460X
- [123] OERLEMANS, Stefan ; FISHER, Murray ; MAEDER, Thierry ; KÖGLER, Klaus: Reduction of Wind Turbine Noise Using Optimized Airfoils and Trailing-Edge Serrations. In: AIAA Journal 47 (2009), Nr. 6, 1470–1481. <http://dx.doi.org/10.2514/1.38888>. – DOI 10.2514/1.38888. – ISSN 0001–1452
- [124] PFINGSTEN, Kai-Christoph ; RADESPIEL, Rolf: Experimental and Numerical Investigation of a Circulation Control Airfoil. Version: 2009. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2009-533>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2009 (Aerospace Sciences Meetings). – DOI 10.2514/6.2009–533
- [125] POTT-POLLENKE, Michael ; DELFS, Jan: Enhanced Capabilities of the Aeroacoustic Wind Tunnel Braunschweig. Version: 2008. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2008-2910>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2008 (Aeroacoustics Conferences). – DOI 10.2514/6.2008–2910
- [126] POTT-POLLENKE, Michael ; DOBRZYNSKI, Werner ; BUCHHOLZ, Heino ; GUERIN, Sebastien ; SAUERESSIG, Gerd ; FINKE, Ullrich: Airframe Noise Characteristics from Flyover Measurements and Prediction. Version: 2006. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2006-2567>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2006 (Aeroacoustics Conferences). – DOI 10.2514/6.2006–2567
- [127] POTT-POLLENKE, Michael ; PFINGSTEN, Kai-Christoph: Aeroacoustic Performance of an Airfoil with Circulation Control. Version: 2010. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2010-3881>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2010 (Aeroacoustics Conferences). – DOI 10.2514/6.2010–3881
- [128] POTT-POLLENKE, Michael ; WILD, Jochen W. ; BERTSCH, Lothar: Aerodynamic and Acoustic Design of Silent Leading Edge Device. Version: 2014. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2014-2076>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2014 (AIAA AVIATION Forum). – DOI 10.2514/6.2014–2076
- [129] PURSER, R. J. ; WU, Wan-Shu ; PARRISH, David F. ; ROBERTS, Nigel M.: Numerical Aspects of the Application of Recursive Filters to Variational Statistical Analysis. Part I: Spatially Homogeneous and Isotropic

- Gaussian Covariances. In: Monthly Weather Review 131 (2003), Nr. 8, 1524–1535. [https://doi.org/10.1175//1520-0493\(2003\)131<](https://doi.org/10.1175//1520-0493(2003)131<)
- [130] PURSER, R. J. ; WU, Wan-Shu ; PARRISH, David F. ; ROBERTS, Nigel M.: Numerical Aspects of the Application of Recursive Filters to Variational Statistical Analysis. Part II: Spatially Inhomogeneous and Anisotropic General Covariances. In: Monthly Weather Review 131 (2003), Nr. 8, 1536–1548. <http://dx.doi.org/10.1175//2543.1>. – DOI 10.1175//2543.1
- [131] RADESPIEL, Rolf ; HEINZE, Wolfgang ; BERTSCH, Lothar: High-Lift Research for Future Transport Aircraft, 2017
- [132] RADESPIEL, Rolf ; PFINGSTEN, Kai ; JENSCH, C.: Flow Analysis of Augmented High-Lift Systems. Version:2009. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-95998-4-10>. In: Hermann Schlichting - 100 years Bd. 102. Springer, 2009. – DOI 10.1007/978-3-540-95998-4-10, S. 168–189
- [133] RAUTMANN, Christof: Numerical Simulation Concept for Low-Noise Wind Turbine Rotors, Technische Universität Braunschweig, Diss., 2017. <https://elib.dlr.de/115852/>
- [134] RAUTMANN, Christof ; DIERKE, Juergen ; EWERT, Roland ; HU, Nan ; DELFS, Jan: Generic Airfoil Trailing-Edge Noise Prediction using Stochastic Sound Sources from Synthetic Turbulence. Version:2014. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2014-3298>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2014 (AIAA AVIATION Forum). – DOI 10.2514/6.2014-3298
- [135] REGER, R. ; NICKELS, A. ; UKEILEY, L. ; CATTAFESTA, L. N.: On the acoustics of a circulation control airfoil. In: Journal of Sound and Vibration 388 (2017), S. 85–104. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/j.jsv.2016.10.015>. – DOI <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/j.jsv.2016.10.015>. – ISSN 0022-460X
- [136] REICHE, Nils ; EWERT, Roland ; LUMMER, Markus ; DELFS, Jan: Fast Multipole Boundary Element Method with Stochastic Sources for Broadband Noise Simulation. Version:2017. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2017-3515>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2017 (AIAA AVIATION Forum). – DOI 10.2514/6.2017-3515
- [137] ROSSIAN, L. ; FASSMANN, B. W. ; EWERT, R. ; DELFS, J.: Prediction of porous trailing edge noise reduction using acoustic jump-conditions at porous interfaces. Version:2016. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2016-2920>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2016 (Aeroacoustics Conferences). – DOI 10.2514/6.2016-2920

- [138] ROSSIAN, Lennart ; EWERT, Roland ; DELFS, Jan: Evaluation of Acoustic Jump Conditions at Discontinuous Porous Interfaces. Version: 2017. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2017-3505>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2017 (AIAA AVIATION Forum). – DOI 10.2514/6.2017-3505
- [139] ROSSIAN, Lennart ; EWERT, Roland ; DELFS, Jan W.: Prediction of Airfoil Trailing Edge Noise Reduction by Application of Complex Porous Material. In: DILLMANN, Andreas (Hrsg.) ; HELLER, Gerd (Hrsg.) ; KRÄMER, Ewald (Hrsg.) ; WAGNER, Claus (Hrsg.) ; BANSMER, Stephan (Hrsg.) ; RADESPIEL, Rolf (Hrsg.) ; SEMAAN, Richard (Hrsg.): New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics XI, Springer International Publishing, 2018, S. 647–657
- [140] RUBIO CARPIO, Alejandro ; AVALLONE, Francesco ; RAGNI, Daniele: On the Role of the Flow Permeability of Metal Foams on Trailing Edge Noise Reduction. Version: 2018. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2018-2964>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2018. – DOI 10.2514/6.2018-2964
- [141] RUDNIK, R.: Vorlesung Konfigurationsaerodynamik. TU Braunschweig, 2012
- [142] SCHULZE, J. ; SESTERHENN, J.: Optimal distribution of porous media to reduce trailing edge noise. In: Computers & Fluids 78 (2013), 41–53. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S004579301100394X>. – ISSN 0045-7930
- [143] SCHWAMBORN, D. ; GERHOLD, T. ; KESSLER, R.: DLR-TAU Code - an Overview, 1999
- [144] SHOWKAT ALI, Syamir A. ; AZARPEYVAND, Mahdi ; SILVA, Carlos R. d.: Experimental Study of Porous Treatment for Aerodynamic and Aeroacoustic Purposes. Version: 2017. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2017-3358>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2017 (AIAA AVIATION Forum). – DOI 10.2514/6.2017-3358
- [145] SHOWKAT ALI, Syamir A. ; LIU, Xiao ; AZARPEYVAND, Mahdi: Bluff Body Flow and Noise Control Using Porous Media. Version: 2016. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2016-2754>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2016 (Aeroacoustics Conferences). – DOI 10.2514/6.2016-2754
- [146] SHOWKAT ALI, Syamir A. ; AZARPEYVAND, Mahdi ; SILVA, Carlos R. d.: Trailing-edge flow and noise control using porous treatments. In: Journal of Fluid Mechanics 850 (2018), 83–119. <http://dx.doi.org/10.1017/jfm.2018.430>. – DOI 10.1017/jfm.2018.430. – ISSN 0022-1120

- [147] SIEFERT, Malte ; EWERT, Roland: Sweeping Sound Generation in Jets Realized with a Random Particle-Mesh Method. Version: 2009. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2009-3369>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2009 (Aeroacoustics Conferences). – DOI 10.2514/6.2009-3369
- [148] SILVER, J. C.: The acoustics and unsteady wall pressure of a circulation control airfoil, University of Notre Dame, Diss., 2015. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2015PhDT.....1S>
- [149] SLOMSKI, Joseph: Reducing Vortex Shedding Sound from a Trailing Edge Above a Wall Jet. Version: 2009. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2009-778>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2009 (Aerospace Sciences Meetings). – DOI 10.2514/6.2009-778
- [150] SMITH, A. M. O.: High-Lift Aerodynamics. In: Journal of Aircraft 12 (1975), Nr. 6, 501-530. <http://dx.doi.org/10.2514/3.59830>. – DOI 10.2514/3.59830. – ISSN 0021-8669
- [151] SMITH, Malcolm ; CHOW, Stephen: Aerodynamic Noise Sources on Aircraft High Lift Slats and Flaps. Version: 2003. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2003-3226>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2003 (Aeroacoustics Conferences 0). – DOI 10.2514/6.2003-3226
- [152] SONGLIN, Z. ; XIANFU, W.: Experiment investigation of a high-lift rudder circulation control rudder. In: International Shipbuilding Progress (1996). <http://dx.doi.org/10.3233/ISP-1996-4343604>. – DOI 10.3233/ISP-1996-4343604
- [153] SZOKE, M. ; FISCALETTI, Daniele ; AZARPEYVAND, Mahdi: The Use of Micro-jets for Airfoil Self-noise Control. Version: 2018. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2018-3141>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2018 (AIAA AVIATION Forum). – DOI 10.2514/6.2018-3141
- [154] TAM, Christopher ; GOLEBIOWSKI, Michel ; SEINER, J.: On the two components of turbulent mixing noise from supersonic jets. Version: 1996. <http://dx.doi.org/10.2514/6.1996-1716>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1996 (Aeroacoustics Conferences). – DOI 10.2514/6.1996-1716
- [155] TAM, Christopher K. W. ; AURIAULT, Laurent: Jet Mixing Noise from Fine-Scale Turbulence. In: AIAA Journal 37 (1999), Nr. 2, 145-153. <http://dx.doi.org/10.2514/2.691>. – DOI 10.2514/2.691. – ISSN 0001-1452

- [156] TAYLOR, G. I.: Statistical Theory of Turbulence. In: Proceedings of the Royal Society of London. Series A - Mathematical and Physical Sciences 151 (1935), Nr. 873, 421–444. <http://dx.doi.org/10.1098/rspa.1935.0158>. – DOI 10.1098/rspa.1935.0158
- [157] THWAITES, Brian: The Production of Lift Independently of Incidence. In: The Journal of the Royal Aeronautical Society 52 (1948), Nr. 446, 117–124. <http://dx.doi.org/10.1017/s0001924000096998>. – DOI 10.1017/s0001924000096998. – ISSN 0368–3931
- [158] TONGCHITPAKDEE, Chanin ; BENJANIRAT, Sarun ; SANKAR, Lakshmi N.: Numerical Studies of the Effects of Active and Passive Circulation Enhancement Concepts on Wind Turbine Performance. In: Journal of Solar Energy Engineering 128 (2006), Nr. 4, 432–444. <http://dx.doi.org/10.1115/1.2346704>. – DOI 10.1115/1.2346704. – ISSN 0199–6231
- [159] TYCHSEN, J. ; LIPPITZ, N. ; RÖSLER, J.: Modification of Porous Aluminum by Cold Rolling for Low-Noise Trailing Edge Applications. In: Metals 8 (2018), Nr. 598. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.3390/met8080598>. – DOI <https://doi.org/10.3390/met8080598>
- [160] VASISTA, Srinivas ; RIEMENSCHNEIDER, Johannes ; KAMP, Bram van d. ; MONNER, Hans P. ; CHEUNG, Ronald C. M. ; WALES, Christopher ; COOPER, Jonathan E.: Evaluation of a Compliant Droop-Nose Morphing Wing Tip via Experimental Tests. In: Journal of Aircraft 54 (2017), Nr. 2, 519–534. <http://dx.doi.org/10.2514/1.c033909>. – DOI 10.2514/1.c033909. – ISSN 0021–8669
- [161] VATHYLAKIS, Alexandros ; CHONG, Tze P. ; JOSEPH, Phillip F.: Poroserrated Trailing-Edge Devices for Airfoil Self-Noise Reduction. In: AIAA Journal 53 (2015), Nr. 11, 3379–3394. <http://dx.doi.org/10.2514/1.j053983>. – DOI 10.2514/1.j053983. – ISSN 0001–1452
- [162] WANG, X. ; THAUVIN, F. ; MOHANTY, K. K.: Non-Darcy flow through anisotropic porous media. In: Chemical Engineering Science 54 (1999), Nr. 12, 1859–1869. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0009250999000184>. – ISSN 0009–2509
- [163] WETZEL, Drew ; GRIFFIN, John ; LIU, Fei ; CATTAFESTA, Louis: An Experimental Study of Circulation Control on an Elliptic Airfoil. Version: 2009. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2009-4280>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2009. – DOI 10.2514/6.2009–4280

- [164] WETZEL, Drew ; LIU, Fei ; CATTAFESTA, Louis: A Theoretical and Experimental Study of Broadband Circulation Control Noise. Version: 2012. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2012-2061>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2012. – DOI 10.2514/6.2012-2061
- [165] WETZEL, Drew ; LIU, Fei ; ROSENBERG, Brian ; CATTAFESTA, Louis: Acoustic Characteristics of a Circulation Control Airfoil. Version: 2009. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2009-3103>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2009. – DOI 10.2514/6.2009-3103
- [166] WETZEL, Drew A.: An Experimental Investigation of Circulation Control Acoustics, University of Florida, Diss., 2011
- [167] WILLIAMS, J. E. F. ; HALL, L. H.: Aerodynamic sound generation by turbulent flow in the vicinity of a scattering half plane. In: Journal of Fluid Mechanics 40 (1970), Nr. 4, S. 657–670. <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112070000368>. – DOI 10.1017/S0022112070000368
- [168] WILLIAMS, R. M. ; CHEESEMAN, I. C.: Potential acoustic benefits of circulation control rotors / Naval Ship Research and Development Center; Bethesda, MD, United States. Version: 1978. <https://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=19780024882>. 1978 (19780024882). – Forschungsbericht
- [169] WU, Yue ; WANG, Kan ; WANG, Meng: Computation of Circulation Control Airfoil Aeroacoustics. Version: 2018. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2018-3140>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2018. – DOI 10.2514/6.2018-3140
- [170] YAMAMOTO, Kazuomi ; TAKAISHI, Takehisa ; MURAYAMA, Mitsuhiro ; YOKOKAWA, Yuzuru ; ITO, Yasushi ; KOHZAI, Masataka ; ARIZONO, Hitoshi ; SAKAI, Ryotaro ; SHOJI, Hirokazu ; UENO, Yosuke ; TSUCHIMOTO, Yuta ; ISOTANI, Kazuhide ; HAYAMA, Kenji ; KUMADA, Toshiyuki ; SHIMADA, Akihisa: FQUROH: A Flight Demonstration Project for Airframe Noise Reduction Technology ? the 2nd Flight Demonstration. Version: 2018. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2018-4087>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2018 (AIAA AVIATION Forum). – DOI 10.2514/6.2018-4087
- [171] ZHOU, Beckett Y. ; GAUGER, Nicolas R. ; KOH, Seong R. ; MEINKE, Matthias H. ; SCHRÖDER, Wolfgang: A Discrete Adjoint Framework for Trailing-Edge Turbulence Control and Noise Minimization via Porous Material. Version: 2016. <http://dx.doi.org/10.2514/6.2016-2777>. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2016 (Aeroacoustics Conferences). – DOI 10.2514/6.2016-2777

- [172] ZHU, S. ; WANG, X.: Experiment investigation of a high-lift rudder circulation control rudder. In: International Shipbuilding Progress 43 (1996), S. 347-357

A Herleitung der volumengemittelten Grundgleichungen

In den folgenden Abschnitten wird die Herleitung der homogenen, volumengemittelten Linearisierten Eulergleichungen gezeigt. Als Grundlage dient die Arbeit von Faßmann *et al.* [53]. Dementsprechend beziehen sich die Dichte ρ und der Druck p auf die intrinsisch gemittelten Größen. Die Geschwindigkeiten $[u_i]$ hingegen stellen Favre-gemittelte Größen dar. Die unterschiedlichen Ansätze zur Mittelung werden nach den Herleitungen kurz gezeigt. Anders als in der vorangegangenen Arbeit wird auf die Einführung der über Sprünge der Porosität stetige Strömungsgeschwindigkeit $\hat{u}_i = \phi [u_i]$ verzichtet. Stattdessen werden die in Anhang B hergeleiteten akustische Sprungbedingungen verwendet.

Zur Herleitung der linearisierten Gleichungen wird ein Störungsansatz angewendet. Dabei werden alle Strömungsgrößen $\varphi(t)$ in einen zeitlich konstanten Mittelwert und eine Schwankungsgröße zerlegt $\varphi(t) = \varphi^0 + \varphi'(t)$. Dabei wird angenommen, dass die Schwankungen klein gegenüber dem Mittelwert sind ($\varphi' \ll \varphi^0$). Zur Linearisierung werden daher alle Produkte aus zwei oder mehr Schwankungsgrößen vernachlässigt. Darüber hinaus werden auch alle Terme gestrichen, die nur zeitliche Mittelwerte enthalten. In dem verwendeten Verfahren zur Lösung der Schwankungsgrößen wird das zeitlich konstante Strömungsfeld aus einer vorangegangenen Simulation eingelesen. Dieses Feld erfüllt damit bereits die Grundgleichungen.

A.1 Kontinuitätsgleichung

$$\phi \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho \phi [u_i]}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{A.1})$$

Anwenden der Produktregel für Ableitungen

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{\phi} \left(\phi [u_i] \frac{\partial \rho}{\partial x_i} + \rho [u_i] \frac{\partial \phi}{\partial x_i} + \phi \rho \frac{\partial [u_i]}{\partial x_i} \right) = 0 \quad (\text{A.2})$$

Ausmultiplizieren der Klammer

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + [u_i] \frac{\partial \rho}{\partial x_i} + \rho \frac{\partial [u_i]}{\partial x_i} + \frac{1}{\phi} \rho [u_i] \frac{\partial \phi}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{A.3})$$

Umformen des 4. Terms

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + [u_i] \frac{\partial \rho}{\partial x_i} + \rho \frac{\partial [u_i]}{\partial x_i} - \phi \rho [u_i] \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{1}{\phi} = 0 \quad (\text{A.4})$$

Anwenden des Störungsansatzes

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho^0 + \rho'}{\partial t} + ([u_i^0] + [u_i']) \frac{\partial \rho^0 + \rho'}{\partial x_i} + (\rho^0 + \rho') \frac{\partial [u_i^0] + [u_i']}{\partial x_i} - \dots \\ - \phi (\rho^0 + \rho') ([u_i^0] + [u_i']) \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{1}{\phi} = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Ausmultiplizieren und Streichen der nichtlinearen sowie zeitlich konstanten Terme

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho'}{\partial t} + [u_i^0] \frac{\partial \rho'}{\partial x_i} + [u_i'] \frac{\partial \rho^0}{\partial x_i} + \rho^0 \frac{\partial [u_i']}{\partial x_i} + \rho' \frac{\partial [u_i^0]}{\partial x_i} - \dots \\ - \phi (\rho^0 [u_i'] + \rho' [u_i^0]) \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{1}{\phi} = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

A.2 Impulsgleichungen

Ziel der gezeigten Herleitung sind die linearisierten Eulergleichungen. Diese berücksichtigen keine viskosen Kräfte. Zur besseren Lesbarkeit werden daher Reibungsterme von Beginn an vernachlässigt. Der Term F_i beinhaltet die als Volumenkräfte modellierten Durchströmungswiderstände nach Darcy und Forchheimer mit $F_i = \underbrace{\phi^2 \frac{\mu}{\kappa} [u_i]}_{\text{Darcy}} + \underbrace{\rho \phi^3 \frac{c_F}{\sqrt{\kappa}} \sqrt{[u_k][u_k]} [u_i]}_{\text{Forchheimer}}$.

$$\frac{\partial [u_i]}{\partial t} + [u_j] \frac{\partial [u_i]}{\partial x_j} + \frac{1}{\phi \rho} \frac{\partial \phi p}{\partial x_i} + \frac{1}{\phi \rho} F_i = 0 \quad (\text{A.7})$$

Anwenden der Produktregel für Ableitungen

$$\frac{\partial [u_i]}{\partial t} + [u_j] \frac{\partial [u_i]}{\partial x_j} + \frac{1}{\phi \rho} \left(\phi \frac{\partial p}{\partial x_i} + p \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) + \frac{1}{\phi \rho} F_i = 0 \quad (\text{A.8})$$

Ausmultiplizieren der Klammer

$$\frac{\partial [u_i]}{\partial t} + [u_j] \frac{\partial [u_i]}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} - \phi \frac{p}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{1}{\phi} + \frac{1}{\phi \rho} F_i = 0 \quad (\text{A.9})$$

Einsetzen des Darcy- und Forchheimerterms für F_i

$$\begin{aligned} & \frac{\partial [u_i]}{\partial t} + \underbrace{[u_j] \frac{\partial [u_i]}{\partial x_j}}_I + \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i}}_{II} + \dots \\ & + \phi \frac{\nu}{\kappa} [u_i] + \underbrace{\phi^2 \frac{c_F}{\sqrt{\kappa}} \sqrt{[u_k][u_k]} [u_i]}_{III} - \underbrace{\phi \frac{p}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{1}{\phi}}_{IV} = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

Anwenden des Störungsansatzes mit Linearisierung und streichen der zeitlich konstanten Terme; zur besseren Lesbarkeit werden die mit I - IV markierten Terme einzeln behandelt

I :

$$[u_j] \frac{\partial [u_i]}{\partial x_j} = ([u_j^0] + [u_j']) \frac{\partial ([u_i^0] + [u_i'])}{\partial x_j} = [u_j^0] \frac{\partial [u_i^0]}{\partial x_j} + [u_j'] \frac{\partial [u_i^0]}{\partial x_j} \quad (\text{A.11})$$

II :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} = \frac{1}{\rho^0 + \rho'} \left(\frac{\partial p^0}{\partial x_i} + \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right) \quad (\text{A.12})$$

Erweitern mit $\frac{1}{\rho^0} \left(\frac{\partial p^0}{\partial x_i} + \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{\rho^0} \left(\frac{\partial p^0}{\partial x_i} + \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right)$

$$= \frac{1}{\rho^0} \left(\frac{\partial p^0}{\partial x_i} + \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right) + \frac{1}{\rho^0 + \rho'} \left(\frac{\partial p^0}{\partial x_i} + \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{\rho^0} \left(\frac{\partial p^0}{\partial x_i} + \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right) \quad (\text{A.13})$$

$$= \frac{1}{\rho^0} \left(\frac{\partial p^0}{\partial x_i} + \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right) + \left(\frac{1}{\rho^0 + \rho'} - \frac{1}{\rho^0} \right) \left(\frac{\partial p^0}{\partial x_i} + \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right) \quad (\text{A.14})$$

$$= \frac{1}{\rho^0} \left(\frac{\partial p^0}{\partial x_i} + \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right) - \frac{\rho'}{(\rho^0 + \rho')\rho^0} \left(\frac{\partial p^0}{\partial x_i} + \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right) \quad (\text{A.15})$$

Erweitern des 2. Terms mit $\frac{\rho^0 - \rho'}{\rho^0 - \rho'}$

$$= \frac{1}{\rho^0} \left(\frac{\partial p^0}{\partial x_i} + \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right) - \frac{\rho'(\rho^0 - \rho')}{((\rho^0)^2 - (\rho')^2)\rho^0} \left(\frac{\partial p^0}{\partial x_i} + \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right) \quad (\text{A.16})$$

$$= \frac{1}{\rho^0} \left(\frac{\partial p^0}{\partial x_i} + \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right) - \frac{\rho' \rho^0 - (\rho')^2}{((\rho^0)^2 - (\rho')^2)\rho^0} \left(\frac{\partial p^0}{\partial x_i} + \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right) \quad (\text{A.17})$$

Vernachlässigen des nichtlinearen Terms $(\rho')^2$

$$= \frac{1}{\rho^0} \left(\frac{\partial p^0}{\partial x_i} + \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right) - \frac{\rho'}{(\rho^0)^2} \left(\frac{\partial p^0}{\partial x_i} + \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right) \quad (\text{A.18})$$

Streichen der weiteren nichtlinearen und zeitlich konstanten Terme

$$= \frac{1}{\rho^0} \frac{\partial p'}{\partial x_i} - \frac{\rho'}{(\rho^0)^2} \frac{\partial p^0}{\partial x_i} \quad (\text{A.19})$$

III:

$$\phi^2 \frac{c_F}{\sqrt{\kappa}} \sqrt{[u_k][u_k]} [u_i] = \phi^2 \frac{c_F}{\sqrt{\kappa}} \sqrt{([u_k^0] + [u_k'])([u_k^0] + [u_k'])} ([u_i^0] + [u_i']) \quad (\text{A.20})$$

Ausmultiplizieren des Radikanten mit streichen des nichtlinearen $[u_k']^2$

$$= \phi^2 \frac{c_F}{\sqrt{\kappa}} \sqrt{[u_j^0]^2} \sqrt{1 + 2 \frac{[u_k^0]}{[u_j^0]^2} [u_k'] ([u_i^0] + [u_i'])} \quad (\text{A.21})$$

Linearisierung der 2. Wurzel ($\sqrt{1+a}, a \ll 1$) durch Entwicklung als

Taylorreihe mit Abbruch nach dem linearen Glied zu $1 + \frac{a}{2}$

$$= \phi^2 \frac{c_F}{\sqrt{\kappa}} \sqrt{[u_j^0]^2} \left(1 + \frac{[u_k^0]}{[u_j^0]^2} [u_k'] \right) ([u_i^0] + [u_i']) \quad (\text{A.22})$$

Umformen des Klammerausdrucks

$$= \phi^2 \frac{c_F}{\sqrt{\kappa}} \sqrt{[u_j^0]^2} \left(1 + e_k^0 \frac{1}{\sqrt{[u_j^0]^2}} [u_k'] \right) ([u_i^0] + [u_i']) \quad (\text{A.23})$$

Ausmultiplizieren der Klammern

$$= \phi^2 \frac{c_F}{\sqrt{\kappa}} \sqrt{[u_j^0]^2} \left([u_i^0] + [u_i'] + e_k^0 \frac{[u_i^0]}{\sqrt{[u_j^0]^2}} [u_k'] + e_k^0 \frac{[u_i']}{\sqrt{[u_j^0]^2}} [u_k'] \right) \quad (\text{A.24})$$

Streichen der nichtlinearen und zeitlich konstanten Terme

$$= \phi^2 \frac{c_F}{\sqrt{\kappa}} \sqrt{[u_j^0]^2} \left([u_i'] + e_k^0 \frac{[u_i^0]}{\sqrt{[u_j^0]^2}} [u_k'] \right) \quad (\text{A.25})$$

Umformen des Klammerterms

$$= \phi^2 \frac{c_F}{\sqrt{\kappa}} \sqrt{[u_k^0]^2} ([u'_i] + e_k^0 e_i^0 [u'_k]) \quad (\text{A.26})$$

$$= \phi^2 \frac{c_F}{\sqrt{\kappa}} \sqrt{[u_k^0][u_k^0]} (e_i^0 e_j^0 + \delta_{ij}) [u'_j] \quad (\text{A.27})$$

IV:

$$\phi \frac{p}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{1}{\phi} = \phi \frac{p^0 + p'}{\rho^0 + \rho'} \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{1}{\phi} \quad (\text{A.28})$$

Erweitern wie in Gleichung A.14

$$= \phi \left(\frac{p^0 + p'}{\rho^0} + \frac{p^0 + p'}{\rho^0 + \rho'} - \frac{p^0 + p'}{\rho^0} \right) \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{1}{\phi} \quad (\text{A.29})$$

Umformung entsprechend Gleichungen A.14-A.19

$$= \phi \left(\frac{p^0 + p'}{\rho^0} + (p^0 + p') \frac{-\rho'}{(\rho^0)^2} \right) \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{1}{\phi} \quad (\text{A.30})$$

Streichen der nichtlinearen und zeitlich konstanten Terme

$$= \phi \left(\frac{p'}{\rho^0} - p^0 \frac{\rho'}{(\rho^0)^2} \right) \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{1}{\phi} \quad (\text{A.31})$$

Zusammensetzen der Terme I-IV

$$\begin{aligned} & \frac{\partial [u'_i]}{\partial t} + [u_j^0] \frac{\partial [u'_i]}{\partial x_j} + [u'_j] \frac{\partial [u_i^0]}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho^0} \frac{\partial p'}{\partial x_i} - \frac{p'}{\rho^0 \rho^0} \frac{\partial p^0}{\partial x_i} + \dots \\ & + \phi \frac{\nu}{\kappa} \delta_{ij} [u'_j] + \phi^2 \frac{c_F}{\sqrt{\kappa}} \sqrt{[u_k^0][u_k^0]} [e_i^0 e_j^0 + \delta_{ij}] [u'_j] - \dots \\ & - \phi \frac{p'}{\rho^0} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{1}{\phi} = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.32})$$

A.3 Energiegleichung

Wie bei der Herleitung der Impulsgleichungen werden zur besseren Übersichtlichkeit Terme zur Berücksichtigung von Reibung und Wärmeleitung von Beginn an vernachlässigt.

$$\phi \frac{\partial p}{\partial t} + [u_i] \frac{\partial \phi p}{\partial x_i} + \gamma \phi p \frac{\partial [u_i]}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{A.33})$$

Anwenden der Produktregel für Ableitungen

$$\phi \frac{\partial p}{\partial t} + [u_i] \phi \frac{\partial p}{\partial x_i} + [u_i] p \frac{\partial \phi}{\partial x_i} + \gamma \phi p \frac{\partial [u_i]}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{A.34})$$

Division durch ϕ

$$\frac{\partial p}{\partial t} + [u_i] \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\phi} [u_i] p \frac{\partial \phi}{\partial x_i} + \gamma p \frac{\partial [u_i]}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{A.35})$$

Umformen des 3. Terms

$$\frac{\partial p}{\partial t} + [u_i] \frac{\partial p}{\partial x_i} - \phi [u_i] p \frac{\partial 1}{\partial x_i} \frac{1}{\phi} + \gamma p \frac{\partial [u_i]}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{A.36})$$

Anwendung des Störungsansatzes

$$\begin{aligned} \frac{\partial p^0 + p'}{\partial t} + ([u_i^0] + [u_i']) \frac{\partial p^0 + p'}{\partial x_i} - \phi([u_i^0] + [u_i']) (p^0 + p') \frac{\partial 1}{\partial x_i} \frac{1}{\phi} + \dots \\ + \gamma (p^0 + p') \frac{\partial [u_i^0] + [u_i']}{\partial x_i} = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.37})$$

Ausmultiplizieren und Streichen der nichtlinearen sowie zeitlich konstanten Terme

$$\begin{aligned} \frac{\partial p'}{\partial t} + [u_i'] \frac{\partial p^0}{\partial x_i} + [u_i^0] \frac{\partial p'}{\partial x_i} - \phi(p^0 [u_i'] + p' [u_i^0]) \frac{\partial 1}{\partial x_i} \frac{1}{\phi} + \dots \\ + \gamma \left(p^0 \frac{\partial [u_i']}{\partial x_i} + p' \frac{\partial [u_i^0]}{\partial x_i} \right) = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.38})$$

A.4 Ansätze zur Volumenmittelung

Bei der Formulierung der akustischen Grundgleichungen komme drei Ansätze der Volumenmittelung zum Einsatz [53]:

- superfizielle Mittelung
- intrinsische Mittelung
- Favre-Mittelung

Die superfizielle und die intrinsische Mittelung unterscheiden sich im Bezugsvolumen, auf das die im porösen Material integrierte Strömungsgröße φ bezogen wird. Die Integration findet natürlicherweise nur im Fluidvolumen V_f des porösen Kontrollvolumens V_g statt. Das Bezugsvolumen der superfiziellen

Mittelung ist dann das Gesamtvolumen V_g , das der intrinsischen Mittelung nur das Fluidvolumen V_f .

$$\langle \varphi \rangle^s = \frac{1}{V_g} \int_{V_f} \varphi dV_f \quad (\text{A.39})$$

$$\langle \varphi \rangle^i = \frac{1}{V_f} \int_{V_f} \varphi dV_f \quad (\text{A.40})$$

Zwischen der superfiziellen und der intrinsischen Mittelung kann daher über die Porosität umgerechnet werden, mit $\langle \varphi \rangle^s = \phi \langle \varphi \rangle^i$. Da in den zuvor gezeigten Herleitungen die superfizielle Mittelung nicht verwendet wird, wurde zur besseren Lesbarkeit die Schreibweise der intrinsischen Mittelung zu $\langle \varphi \rangle^i = \varphi$ vereinfacht.

Die Favre-Mittelung bildet einen massengewichteten Mittelwert, in den die lokale Dichte ρ eingeht. Dieser kann ebenfalls als superfizielle und intrinsische Mittelung aufgeschrieben werden.

$$[\varphi]^s = \frac{\langle \rho \varphi \rangle^s}{\langle \rho \rangle^s} \quad (\text{A.41})$$

$$[\varphi]^i = \frac{\langle \rho \varphi \rangle^i}{\langle \rho \rangle^i} \quad (\text{A.42})$$

Aus der Umrechnung der superfiziellen zur intrinsischen Mittelung über die Porosität ergibt sich, dass bei der Favre-Mittelung beide Notationen äquivalent sind. Daher wird in den Herleitungen nur die Schreibweise $[\varphi]$ verwendet.

B Herleitung der akustischen Sprungbedingungen

Wie die Grundgleichungen in Anhang A werden auch die akustischen Sprungbedingungen in linearisierter Form hergeleitet. Ebenfalls gestrichen wird die explizite Berücksichtigung zeitlich konstanter Terme, da diese implizit von der stationären Strömungslösung erfüllt werden.

B.1 Massenstrom

$$\rho\phi[u_i] = \text{const.} \quad (\text{B.1})$$

Anwenden des Störungsansatzes

$$(\rho^0 + \rho')\phi([u_i^0] + [u_i']) = \text{const.} \quad (\text{B.2})$$

Ausmultiplizieren der Klammern

$$\phi(\rho^0[u_i^0] + \rho^0[u_i'] + \rho'[u_i^0]) + \rho'[u_i'] = \text{const.} \quad (\text{B.3})$$

Streichen der nichtlinearen sowie zeitlich konstanten Terme

$$\rho'\phi[u_i^0] + \rho^0\phi[u_i'] = \text{const.} \quad (\text{B.4})$$

B.2 Energieerhaltung

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} + \frac{[u_i][u_i]}{2} = \text{const.} \quad (\text{B.5})$$

Anwenden des Störungsansatzes

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p^0 + p'}{\rho^0 + \rho'} + \frac{([u_i^0] + [u_i'])([u_i^0] + [u_i'])}{2} = \text{const.} \quad (\text{B.6})$$

Streichen der nichtlinearen sowie zeitlich konstanten Teile des 2. Terms

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p^0 + p'}{\rho^0 + \rho'} + [u_i^0][u_i'] = \text{const.} \quad (\text{B.7})$$

Erweitern des 1. Terms mit $\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p^0+p'}{\rho^0} - \frac{p^0+p'}{\rho^0}$

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{p^0+p'}{\rho^0} + \frac{p^0+p'}{\rho^0+\rho'} - \frac{p^0+p'}{\rho^0} \right) + [u_i^0][u_i'] = \text{const.} \quad (\text{B.8})$$

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{p^0+p'}{\rho^0} + (p^0+p') \left(\frac{1}{\rho^0+\rho'} - \frac{1}{\rho^0} \right) \right) + [u_i^0][u_i'] = \text{const.} \quad (\text{B.9})$$

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{p^0+p'}{\rho^0} + (p^0+p') \left(\frac{\rho^0-\rho^0-\rho'}{(\rho^0+\rho')\rho^0} \right) \right) + [u_i^0][u_i'] = \text{const.} \quad (\text{B.10})$$

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{p^0+p'}{\rho^0} + (p^0+p') \left(\frac{-\rho'(\rho^0-\rho')}{((\rho^0)^2+(\rho')^2)\rho^0} \right) \right) + [u_i^0][u_i'] = \text{const.} \quad (\text{B.11})$$

Linearisieren des zweiten inneren Klammerterms

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{p^0+p'}{\rho^0} + (p^0+p') \frac{-\rho'}{(\rho^0)^2} \right) + [u_i^0][u_i'] = \text{const.} \quad (\text{B.12})$$

Weitere Linearisierung

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{p'}{\rho^0} - \frac{p^0\rho'}{(\rho^0)^2} \right) + [u_i^0][u_i'] = \text{const.} \quad (\text{B.13})$$

B.3 Isentropie

$$\frac{p}{\rho^\gamma} = \text{const.} \quad (\text{B.14})$$

Anwenden des Störungsansatzes

$$\frac{p^0+p'}{(\rho^0+\rho')^\gamma} = \text{const.} \quad (\text{B.15})$$

Erweitern mit $\frac{p^0+p'}{(\rho^0)^\gamma} - \frac{p^0+p'}{(\rho^0)^\gamma}$

$$\frac{p^0+p'}{(\rho^0)^\gamma} + \frac{p^0+p'}{(\rho^0+\rho')^\gamma} - \frac{p^0+p'}{(\rho^0)^\gamma} = \text{const.} \quad (\text{B.16})$$

$$\frac{p^0+p'}{(\rho^0)^\gamma} + (p^0+p') \left(\frac{(\rho^0)^\gamma - (\rho^0+\rho')^\gamma}{(\rho^0+\rho')^\gamma(\rho^0)^\gamma} \right) = \text{const.} \quad (\text{B.17})$$

Entwickeln von $(\rho^0+\rho')^\gamma$ als Talyorreihe mit Abbruch nach dem linearen Glied zu $(\rho^0+\rho')^\gamma = (\rho^0)^\gamma + \gamma(\rho^0)^{\gamma-1}\rho'$

$$\frac{p^0+p'}{(\rho^0)^\gamma} + (p^0+p') \left(\frac{(\rho^0)^\gamma - (\rho^0)^\gamma - \gamma(\rho^0)^{\gamma-1}\rho'}{((\rho^0)^\gamma + \gamma(\rho^0)^{\gamma-1})\rho'(\rho^0)^\gamma} \right) = \text{const.} \quad (\text{B.18})$$

$$\frac{p^0+p'}{(\rho^0)^\gamma} + (p^0+p') \left(\frac{-\gamma(\rho^0)^{\gamma-1}\rho'}{(\rho^0)^{\gamma+1} + \gamma(\rho^0)^\gamma\rho'} \right) = \text{const.} \quad (\text{B.19})$$

Erweitern des Bruchs in Klammern mit $\frac{(\rho^0)^{\gamma+1} - \gamma(\rho^0)^\gamma \rho'}{(\rho^0)^{\gamma+1} - \gamma(\rho^0)^\gamma \rho'}$

$$\frac{p^0 + p'}{(\rho^0)^\gamma} + (p^0 + p') \left(\frac{-\gamma(\rho^0)^{\gamma-1} \rho' ((\rho^0)^{\gamma+1} - \gamma(\rho^0)^\gamma \rho')}{(\rho^0)^{2(\gamma+1)}} \right) = \text{const.} \quad (\text{B.20})$$

Linearisieren des Klammerausdrucks

$$\frac{p^0 + p'}{(\rho^0)^\gamma} + (p^0 + p') \left(\frac{-\gamma(\rho^0)^{2\gamma} \rho'}{(\rho^0)^{2(\gamma+1)}} \right) = \text{const.} \quad (\text{B.21})$$

$$\frac{p^0 + p'}{(\rho^0)^\gamma} + (p^0 + p') \left(\frac{-\gamma \rho'}{(\rho^0)^2} \right) = \text{const.} \quad (\text{B.22})$$

Ausmultiplizieren des 2. Terms und streichen der nichtlinearen und zeitlich konstanten Ausdrücke

$$\frac{p'}{(\rho^0)^\gamma} - p^0 \frac{\gamma \rho'}{(\rho^0)^2} = \text{const.} \quad (\text{B.23})$$

